

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE  
Faculté des sciences appliquées  
Département de génie mécanique

PROPAGATION ET INTERACTION D'ANNEAUX  
TOURBILLONNAIRES COMPRESSIBLES

Mémoire de maîtrise

---

Christian Hébert

Sherbrooke (Québec), CANADA

Août 1997

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Revue de littérature</b>	<b>3</b>
2.1	La turbulence compressible . . . . .	3
2.2	Les tourbillons compressibles . . . . .	5
2.2.1	Travaux théoriques et numériques . . . . .	5
2.2.2	Travaux expérimentaux . . . . .	9
2.3	Les instabilités circonférentielles . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Équipement et méthodes expérimentales</b>	<b>16</b>
3.1	Tube à choc . . . . .	16
3.2	Système d'acquisition de données . . . . .	19
3.3	Système de visualisation . . . . .	20



3.3.1	Montage optique . . . . .	20
3.3.2	Source de lumière . . . . .	22
3.4	Procédure expérimentale . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Résultats</b>	<b>25</b>
4.1	Conditions expérimentales . . . . .	25
4.2	Les régimes d'écoulements . . . . .	29
4.2.1	Premier régime . . . . .	30
4.2.2	Deuxième régime . . . . .	35
4.2.3	Troisième régime . . . . .	38
4.2.4	Essais à nombre de Reynolds réduit . . . . .	43
4.3	Les transitions . . . . .	45
4.3.1	Première transition . . . . .	45
4.3.2	Deuxième transition . . . . .	46
4.4	Instabilité des anneaux . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Discussion</b>	<b>53</b>
5.1	Mécanisme de formation de l'anneau secondaire . . . . .	53

5.2	Comparaison des trois régimes d'écoulements . . . . .	57
5.2.1	Variation de l'impulsion initiale . . . . .	57
5.2.2	Variation du nombre de Reynolds . . . . .	58
5.3	Instabilités circonférentielles . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>64</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Fonction de contrôle de l'acquisition de données</b>	<b>69</b>

# Liste des figures

2.1	Géométrie du tourbillon étudié par Mack (1960). . . . .	5
2.2	Géométrie de l'anneau tourbillonnaire étudié par Moore (1985). . . .	6
2.3	Géométrie du problème étudié par Barsony-Nagy <i>et al.</i> (1987). . . . .	8
2.4	Géométrie de la paire de tourbillons étudiée par Moore & Pullin (1987) et Heister <i>et al.</i> (1990). . . . .	9
2.5	Processus de formation d'un anneau tourbillonnaire selon Taylor (1953). .	10
2.6	Géométrie de l'écoulement observé par Baird (1987). . . . .	11
2.7	Strioscopie de l'écoulement observé par Brouillette <i>et al.</i> (1995). . . .	12
2.8	Ombroscopies de l'apparition de l'onde de choc dans l'anneau tourbil- lonnaire tel qu'observée par Brouillette <i>et al.</i> (1995). . . . .	13
2.9	Exemple simplifié d'anneau tourbillonnaire avec instabilités circonfé- rentielles. . . . .	14
3.1	Schéma général du tube à choc. . . . .	17

3.2	Tube à choc. . . . .	18
3.3	Accouplement central du tube à choc. . . . .	19
3.4	Système de visualisation. . . . .	21
3.5	Source de lumière. . . . .	22
4.1	Influence de la longueur du tube à choc sur la forme de l'impulsion de pression à sa sortie. . . . .	26
4.2	Diagramme position-temps du tube à choc pour $L > L_{cr}$ . . . . .	27
4.3	Ombroscopie d'un écoulement typique pour $L > L_{cr}$ . . . . .	27
4.4	Diagramme position-temps du tube à choc pour $L = L_{cr}$ . . . . .	28
4.5	Ombroscopie d'un écoulement typique pour $L = L_{cr}$ . . . . .	29
4.6	Diagramme position-temps du tube à choc pour $L < L_{cr}$ . . . . .	30
4.7	Ombroscopie d'un écoulement typique pour $L < L_{cr}$ . . . . .	30
4.8	Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire montrant la définition des paramètres. . . . .	31
4.9	Ombroscopies de l'écoulement pour $M_s = 1.31$ . . . . .	33
4.10	Caractéristiques d'un anneau généré par une impulsion de $M_s = 1.31$ . . . . .	34
4.11	Ombroscopies de l'écoulement pour $M_s = 1.51$ . . . . .	36

4.12	Caractéristiques d'un anneau généré par une impulsion de $M_s = 1.51$ .	37
4.13	Ombroscopies de l'écoulement pour $M_s = 1.65$ .	39
4.14	Ombroscopie de l'écoulement pour $M_s = 1.65$ (suite).	40
4.15	Schéma des vitesses induites entre l'anneau principal et l'anneau secondaire.	40
4.16	Caractéristiques d'un anneau généré par une impulsion de $M_s = 1.65$ .	41
4.17	Caractéristiques des anneaux tourbillonnaires primaires et secondaires, $M_s = 1.65$ .	42
4.18	Diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de $M_s = 1.31$ , $D = 12.7$ mm.	43
4.19	Diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de $M_s = 1.51$ , $D = 12.7$ mm.	44
4.20	Diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de $M_s = 1.68$ , $D = 12.7$ mm.	44
4.21	Ombroscopies de l'écoulement pour $t = 900 \mu s$ .	47
4.22	Ombroscopies de l'écoulement pour $t = 585 \mu s$ .	47
4.23	Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire produit par un tube à choc d'une longueur égale à 130% de la valeur critique, $M_s = 1.50$ (vue de côté).	48
4.24	Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire vu à un angle de $25^\circ$ , $M_s = 1.30$ .	49

4.25	Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire, $M_s = 1.27$ , $x/D = 1.67$ . . .	50
4.26	Amplitude des instabilités, $M_s = 1.31$ . . . . .	50
4.27	Ombroscopies d'anneaux avec instabilités circonférentielles. . . . .	52
5.1	Formation d'un anneau tourbillonnaire par déflexion d'un jet de fluide.	54
5.2	Propagation d'un anneau tourbillonnaire secondaire dans le référentiel de l'anneau primaire, $M_s = 1.65$ . . . . .	55
5.3	Écoulement autour d'un anneau tourbillonnaire incompressible. . . .	56
5.4	Phase de formation initiale d'un anneau tourbillonnaire secondaire. .	57
5.5	Caractéristiques adimensionalisées d'anneaux tourbillonnaires, $M_s$ mul- tiples, $D = 38$ mm. . . . .	61
5.6	Diagramme position-temps adimensionalisé d'anneaux tourbillonnaires, $D = 38$ mm. . . . .	62
5.7	Diagramme position-temps adimensionalisé d'anneaux tourbillonnaires, $D = 12.7$ mm. . . . .	62
5.8	Diagramme position-temps adimensionalisé d'anneaux tourbillonnaires, $D = 38$ mm et $12.7$ mm. . . . .	63
5.9	Graphique semi-logarithmique adimensionalisé de l'amplitude des in- stabilités ( $M_s = 1.31$ , $D = 38$ mm), $\alpha_{x_{th}} = 0.71$ . . . . .	63

# Chapitre 1

## Introduction

Avec un intérêt de plus en plus prononcé pour le vol à haute vitesse, l'industrie aéronautique se heurte à des problèmes concernant la compréhension des écoulements turbulents supersoniques et hypersoniques. On peut penser, entre autres, à des applications d'aérodynamique externe, comme les avions de ligne haute-vitesse appelés à succéder au Concorde, et de propulsion, où une optimisation des différentes composantes d'un turboreacteur moderne peut mener à des gains importants en matière de consommation, pollution, émission de bruit, etc. Par le fait même, un besoin croissant existe pour la simulation numérique de ces types d'écoulements étant donné l'importance des installations requises pour effectuer des essais expérimentaux qui sont représentatifs de la réalité.

Cependant, les algorithmes de simulation d'écoulements turbulents sont souvent basés sur des approximations globales et moyennées de la turbulence qui ne se préoccupent pas du comportement local de l'écoulement. Si une approche mettant l'accent sur les caractéristiques globales du fluide contribue certainement à réduire les ressources informatiques nécessaires aux calculs, encore faut-il calibrer les algorithmes avec des données expérimentales représentatives.

Mais, plus important encore, la nature de la turbulence compressible reste encore

à explorer devant le peu de travaux expérimentaux ou théoriques réalisés jusqu'à présent. Pour en venir à comprendre la turbulence compressible dans son ensemble, deux approches sont possibles : la première consiste à mener des expériences simples, mais bien instrumentées où il est possible d'étudier les caractéristiques globales de la turbulence. L'étude de l'écoulement produit par une plaque plane placée dans un écoulement supersonique utilise cette approche. Les observations concernant l'écoulement sont directement comparables aux résultats déjà connus théoriquement, expérimentalement ou même numériquement pour d'autres régimes d'écoulement sur un montage similaire, tel un écoulement turbulent incompressible sur une plaque plane, par exemple. La deuxième approche consiste à étudier individuellement les éléments constituant la turbulence afin d'en extraire les caractéristiques physiques prédominantes pour ensuite les appliquer à des écoulements turbulents généraux.

Ce projet de recherche a pour but d'identifier les caractéristiques physiques de la turbulence compressible par une approche qui consiste à isoler ses constituants fondamentaux : les structures tourbillonnaires. Plus précisément, ces travaux ont pour but l'étude expérimentale des caractéristiques de propagation et d'interactions d'anneaux tourbillonnaires produits en tube à choc.

Ce mémoire présente les résultats expérimentaux de propagation d'anneaux tourbillonnaires solitaires, générés impulsivement, démontrant des caractéristiques qui sont propres aux écoulements compressibles. On mesure l'évolution spatio-temporelle des anneaux à l'aide de méthodes de visualisation qualitatives (ombroscopie et strioscopie) et de mesures de pression à hautes-vitesses. Cette démarche nous amène à établir les similitudes existant entre la propagation d'anneaux tourbillonnaires en régimes compressibles et incompressibles et ce, à des nombres de Reynolds élevés. En particulier, on caractérise l'influence de la compressibilité en fonction du nombre de Reynolds de l'anneau et du nombre de Mach de l'écoulement. On peut ainsi établir précisément sous quelles conditions les anneaux tourbillonnaires démontrent un comportement qui diffère des nombreux travaux antérieurs concernant des nombres de Reynolds et des nombres de Mach plus faibles.



# Chapitre 2

## Revue de littérature

### 2.1 La turbulence compressible

La facilité d'accès aux ordinateurs et leur puissance de calcul toujours croissante ont donné naissance à un grand nombre d'algorithmes de simulation numérique d'écoulements fluides. Cependant, la modélisation de la turbulence demeure le facteur déterminant dans la précision des solutions de la plupart des problèmes d'écoulements d'intérêts scientifiques et technologiques.

Théoriquement, on peut obtenir la solution exacte d'un problème d'écoulement fluide par la solution numérique directe des équations de Navier-Stokes. Mais pour qu'une solution obtenue par cette approche renferme l'information ayant trait à la turbulence de l'écoulement, on doit discrétiser le problème physique à une échelle de l'ordre des plus petites structures turbulentes. Cette condition émane du fait qu'une échelle de discrétisation donnée ne peut fournir comme solution que des écoulements d'une échelle du même ordre. Tout détail de l'écoulement plus fin que l'échelle de discrétisation sera invariablement perdu. Le même raisonnement s'applique à la discrétisation du temps où le pas de temps choisi doit permettre d'isoler l'évolution temporelle de l'écoulement provoquée uniquement par la turbulence. De façon pra-

tique, ces contraintes nous obligent à discrétiser le problème physique jusqu'à une échelle très petite en temps et en espace.

L'utilisation de cette méthode mène donc, même pour un problème simple, à une augmentation dramatique de la quantité d'information qu'il est nécessaire de manipuler. Malheureusement, les ressources informatiques actuellement disponibles (et à venir) ne permettent pas le traitement d'une quantité d'informations caractéristique des problèmes d'intérêt technologique en un temps raisonnable. L'emploi de cette démarche est donc limité, dans la plupart des cas, à des problèmes académiques. Pour solutionner des problèmes plus complexes, on peut recourir au moyennage des équations de Navier-Stokes, ce qui requiert l'utilisation d'un modèle de turbulence. Mais ce dernier doit invariablement se baser sur des données expérimentales afin de s'assurer que les solutions reflètent fidèlement la physique des problèmes étudiés.

La quantification expérimentale de la turbulence compressible est un problème majeur. Laufer, en 1969, affirmait que la piètre qualité des données expérimentales disponibles les rendaient inutilisables dans l'évaluation des performances des codes de simulation de turbulence compressible. En outre, une proportion encore plus faible de ces données est susceptible de fournir une nouvelle vision des procédés physiques prenant place à l'intérieur de la turbulence.

Cette situation a persisté, car, pour évaluer les caractéristiques physiques de la turbulence, Bowersox et Schetz (1994) ont dû développer de nouvelles méthodes de mesures de turbulence compressible. Faisant face à une impossibilité de quantifier expérimentalement les termes analytiques de turbulence, les auteurs ont procédé à une reformulation mathématique des équations, transformant ces termes en quantités mesurables par anémométrie à fil chaud. Par la suite, les données recueillies ont mené à la conception d'un nouveau modèle numérique de turbulence compressible. On doit noter que les méthodes de mesures expérimentales de turbulence n'ont pas beaucoup changées, car Kovasznay (1953) utilisait aussi l'anémométrie à fil chaud pour mesurer la turbulence dans un écoulement supersonique.

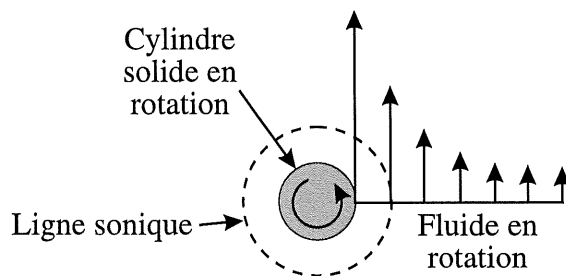


Figure 2.1: Géométrie du tourbillon étudié par Mack (1960).

## 2.2 Les tourbillons compressibles

### 2.2.1 Travaux théoriques et numériques

L'importance de la compressibilité dans les écoulements turbulents est reconnue depuis plusieurs années. En particulier, Mack (1960) étudie les différences entre les tourbillons bi-dimensionnels incompressibles et compressibles, la géométrie du problème étant celle d'un cylindre solide en rotation dans un fluide d'une étendue infinie (fig. 2.1). En considérant le tourbillon comme un écoulement potentiel, Mack constate que la région supersonique de l'écoulement, qui constitue une partie de la région compressible, est confinée au voisinage du cylindre générant le tourbillon. La solution analytique obtenue n'est malheureusement valide que pour des nombres de Mach caractéristiques relativement faibles, la variation de la viscosité du fluide avec la température devant être considérée pour des nombres de Mach plus élevés. Cependant, des résultats numériques, obtenus pour un tourbillon évoluant dans l'air, démontrent que l'effet de la variation de la viscosité du fluide (solution rotationnelle) tend à diminuer l'étendue de la zone d'écoulement supersonique. Brown (1965) étudie les effets de la compressibilité sur un tourbillon non-visqueux émanant du bord d'attaque d'une aile delta pour conclure, lui aussi, que la compressibilité se manifeste principalement au centre du tourbillon.

Moore (1985) s'attaque au problème de l'anneau tourbillonnaire compressible dans un fluide caloriquement parfait. On peut visualiser l'anneau tourbillonnaire comme

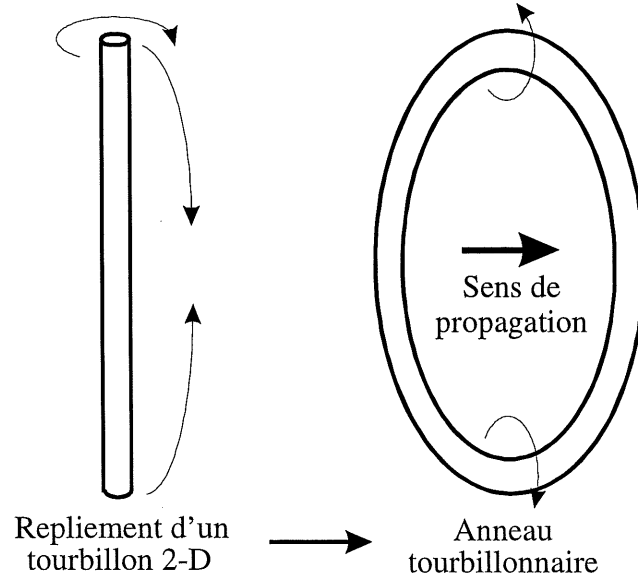


Figure 2.2: Géométrie de l'anneau tourbillonnaire étudié par Moore (1985).

un tourbillon bi-dimensionnel d'une longueur finie qu'on replie sur lui-même en forme de cercle (fig. 2.2). En régime incompressible, l'anneau tourbillonnaire se propage à une vitesse  $U$  donnée par

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left( \ln \left( \frac{8R}{a} \right) - \frac{1}{2} + \int_0^a \frac{r}{a} \left( \frac{v_0(r)}{V} \right)^2 \frac{dr}{a} \right), \quad (2.1)$$

où  $\Gamma$  et  $R$  représentent la circulation et le rayon de l'anneau, respectivement. Quant à  $V$ ,  $a$  et  $v_0(r)$ , ils désignent la vitesse de l'écoulement à la surface du noyau, la dimension du noyau, ainsi que la distribution de vitesse dans l'écoulement à l'intérieur du noyau.

De cette équation, on constate que la vitesse d'auto-propagation de l'anneau est fonction de la distribution de vortacité dans le noyau du tourbillon. Deux cas sont d'un intérêt particulier : dans le premier, le tourbillon est constitué d'un noyau dans lequel la distribution de vortacité en fonction du rayon  $\zeta(r)$  est constante. L'intégration de l'équation 2.1 en considérant cette condition mène au résultat classique

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left( \ln \left( \frac{8R}{a} \right) - \frac{1}{4} \right). \quad (2.2)$$

Le deuxième cas est caractérisé par une distribution de vorticité de la forme  $\zeta(r) = (r^2 - a^2)^2$  qui ne comporte aucune discontinuité en  $r = a$  et où  $\frac{d\zeta(r)}{dr} = 0$  en  $r = 0$  et  $r = a$ . Une fois de plus, l'intégration mène à

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left( \ln \left( \frac{8R}{a} \right) + \frac{13}{120} \right). \quad (2.3)$$

De ces résultats, on voit que tout anneau ayant une distribution de vorticité donnée peut être rapporté à un anneau équivalent de vorticité uniforme mais de dimension de noyau différente. Par exemple, l'anneau ayant un noyau algébrique  $\zeta(r) = (r^2 - a^2)^2$  de rayon  $a$  correspond, en considérant des vitesses d'auto-propagation identiques, à un anneau de noyau uniforme de rayon  $a^*$  tel que

$$a^* = 0.70a \quad (2.4)$$

Les résultats de Moore (1985), qui négligent les effets de la viscosité, démontrent que la compressibilité se manifeste en affectant la vitesse d'auto-propagation de l'anneau. Cette vitesse étant donnée par l'équation 2.1 à laquelle on ajoute un facteur de correction  $I$  qui constitue une correction de compressibilité telle que

$$I = \int_0^\infty \left( \frac{\rho(r)}{\rho_\infty} - 1 \right) \frac{r}{a} \left( \frac{v_0(r)}{V} \right)^2 \frac{dr}{a}. \quad (2.5)$$

À partir de résultats concernant un anneau évoluant dans l'air,

$$I = -\frac{5}{12}M^2 + O(M^4), \quad (2.6)$$

ce qui nous mène à la conclusion que, pour une circulation et une dimension donnée, une augmentation du nombre de Mach caractéristique de l'écoulement, tend à réduire la vitesse d'auto-propagation de l'anneau. Le nombre de Mach est défini par  $M = \frac{\Gamma}{2\pi a c_\infty}$ ,  $c_\infty$  étant la vitesse du son dans l'air à l'infini. Comme la démarche utilisée est basée sur les équations d'écoulements potentiels, les résultats ne peuvent inclure la présence d'ondes de choc dans l'écoulement et ils ne concernent donc que des anneaux subsoniques. L'auteur ne spécifie pas quel est le nombre de Mach  $M$  auquel la théorie cesse d'être valide, mais il est bien mentionné que les écoulements supersoniques et même transoniques sont hors de la portée de la théorie.

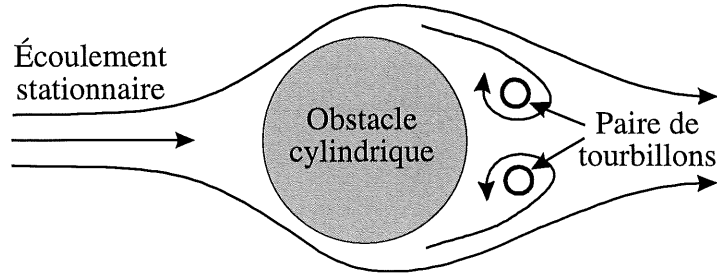


Figure 2.3: Géométrie du problème étudié par Barsony-Nagy *et al.* (1987).

Par la suite, Barsony-Nagy *et al.* (1987) adaptent les méthodes analytiques utilisées par Moore (1985) pour étudier l'effet de la compressibilité sur un tourbillon situé près d'un obstacle dans un écoulement stationnaire, subsonique et non-visqueux (fig. 2.3). Ils montrent que la compressibilité, dont l'effet peut être considérable, tend physiquement à rapprocher le tourbillon de l'obstacle, ce comportement étant dû à une augmentation de la circulation autour de l'objet causée par la compressibilité de l'écoulement.

Parallèlement, Moore & Pullin (1987) appliquent des méthodes similaires pour étudier théoriquement une paire de tourbillons compressibles bi-dimensionnels et concluent, comme Moore (1985), que la compressibilité de l'écoulement tend à ralentir la vitesse d'auto-propagation des tourbillons. Même si leur solution est limitée à des nombres de Mach  $M = \frac{U}{c_\infty}$  inférieurs à 0.0875, elle montre néanmoins l'existence d'un champ d'écoulement supersonique isentropique autour du noyau de l'anneau. Enfin, les auteurs notent la possibilité qu'une onde de choc se forme dans la région de recirculation, tel qu'illustré à la figure 2.4.

Heister *et al.* (1990), en solutionnant numériquement les équations potentielles compressibles décrivant l'écoulement, réussissent à étendre les résultats de Moore & Pullin (1987) à des nombres de Mach de l'ordre de 0.3 (toujours avec  $M = \frac{U}{c_\infty}$ ). De plus, ils confirment l'existence d'une onde de choc dans la région de recirculation, tel que prédit par Moore & Pullin (1987). L'identification de cette onde de choc dans la solution numérique de ce problème bi-dimensionnel constitue une première, bien que ce phénomène ait été observé expérimentalement par Baird en 1987 dans un anneau

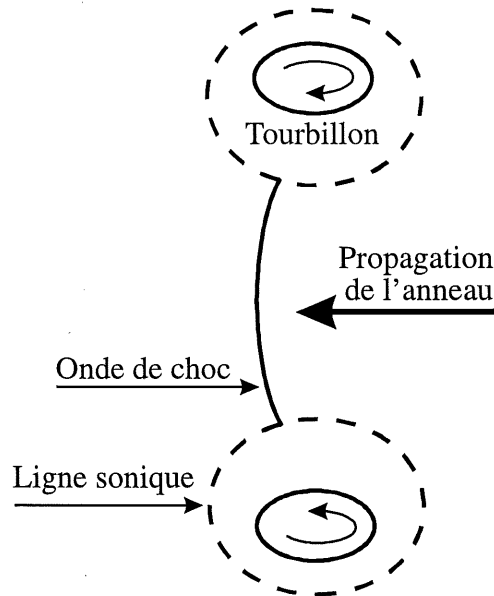


Figure 2.4: Géométrie de la paire de tourbillons étudiée par Moore & Pullin (1987) et Heister *et al.* (1990).

tourbillonnaire axisymétrique.

## 2.2.2 Travaux expérimentaux

Les études expérimentales d'anneaux tourbillonnaires compressibles, en contraste avec les travaux théoriques et numériques, sont beaucoup moins nombreuses. Sturtevant (1977) visualise, sans en examiner les particularités, l'écoulement produit lorsqu'une onde de choc se propage à la sortie du tube à choc l'ayant générée. Il constate la présence d'un anneau tourbillonnaire se propageant dans l'air ambiant. Plus tard, Phan & Stollery (1983), dans le cadre de leurs travaux portant sur la réduction du bruit des canons, observent le même phénomène.

L'existence de cet anneau se veut une preuve expérimentale des travaux de Taylor (1953) qui, de façon analytique, montre qu'il est possible de générer un anneau tourbillonnaire en donnant une impulsion de pression à une portion du fluide con-

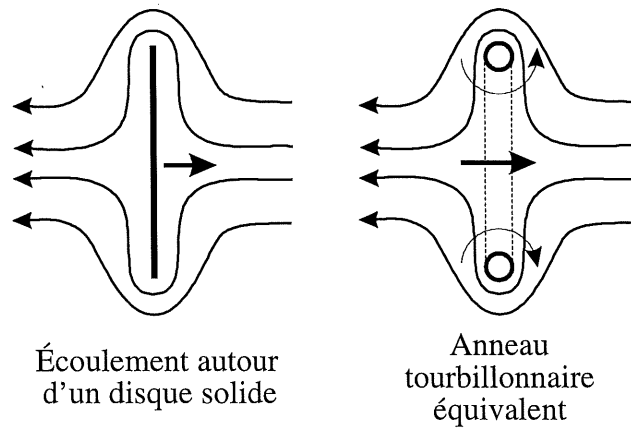


Figure 2.5: Processus de formation d'un anneau tourbillonnaire selon Taylor (1953) (vue de côté).

sidéré. Les résultats de ces travaux mènent à la conclusion qu'en donnant une impulsion soudaine à un disque solide pour ensuite le faire disparaître immédiatement, on peut retrouver les caractéristiques de l'anneau tourbillonnaire qui générerait le même écoulement que celui produit par le disque en mouvement (fig. 2.5). Une onde de choc sortant d'un tube étant un moyen efficace de donner une impulsion à une certaine quantité de fluide, les expériences de Sturtevant (1977) et Phan & Stollery (1983) démontrent la validité de la méthode expérimentale visant à employer un tube à choc pour produire une impulsion de pression dans le but de générer un anneau tourbillonnaire.

Plus tard, Baird (1987) utilise les installations de Phan & Stollery (1983) pour caractériser quantitativement l'écoulement observé par ces derniers (fig. 2.6). Tel que mentionné précédemment, ces travaux mettent en évidence la présence d'une onde de choc dans la région de recirculation de l'écoulement. L'auteur explique ces résultats par analogie avec l'écoulement prenant place à l'intérieur d'une conduite convergente-divergente, où l'accélération locale du fluide au centre de l'anneau le mène au-delà des conditions soniques. Malheureusement, bien que les observations expliquent en détail la structure de l'écoulement produit au bout du tube à choc, les caractéristiques du tourbillon ne sont pas mesurées et les expériences ne concernent qu'un seul régime d'écoulement, résultant en une impossibilité de quantifier l'effet de la compressibilité



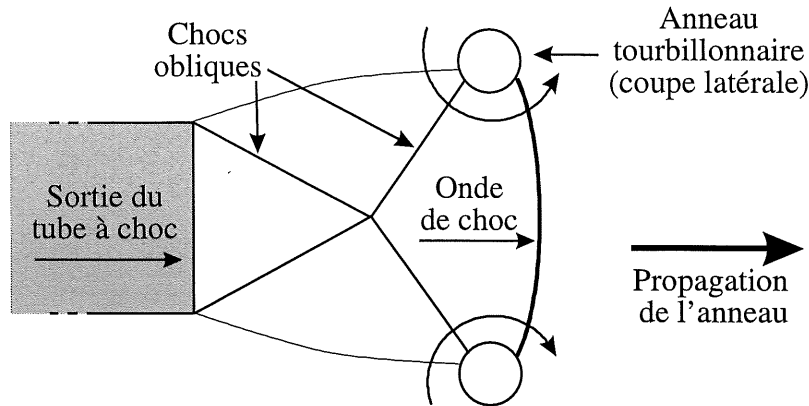


Figure 2.6: Géométrie de l'écoulement observé par Baird (1987) (vue de côté).

sur les résultats observés.

Brouillette *et al.* (1995) reprennent les expériences de Baird (1987) pour déterminer l'influence de l'impulsion générant le tourbillon sur les propriétés de ce dernier. On reconnaît qu'une augmentation de l'amplitude de l'impulsion génératrice accentue les caractéristiques de l'écoulement, mais n'a aucune influence sur les dimensions de l'anneau. De plus, la présence d'une onde de choc dans la zone de recirculation est confirmée (fig. 2.7), les données expérimentales montrant que cette onde apparaît à une impulsion d'amplitude  $M_s = 1.34$ ,  $M_s$  représentant la célérité de l'impulsion génératrice à la sortie du tube à choc (fig. 2.8). Une fois de plus, aucune donnée ne quantifie les caractéristiques physiques de l'anneau tourbillonnaire.

L'étude la plus complète d'anneaux tourbillonnaires fut menée par Maxworthy (1977). Dans ces travaux, les anneaux sont produits dans l'eau par l'éjection de fluide hors d'un orifice circulaire profilé. Les anneaux se propagent donc en régime incompressible (et par conséquent, le nombre de Mach est nul). Une corrélation entre les caractéristiques physiques et le nombre de Reynolds de l'anneau (basé sur le diamètre de l'orifice de sortie ainsi que la vitesse moyenne du fluide éjecté) montre que le diamètre et la circulation de ce dernier dépendent peu du nombre de Reynolds, ce paramètre affectant fortement les dimensions du noyau. Le nombre de Reynolds représentant le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité dans l'écoulement, on en conclue que l'accroissement de la taille du noyau est principalement dû à la

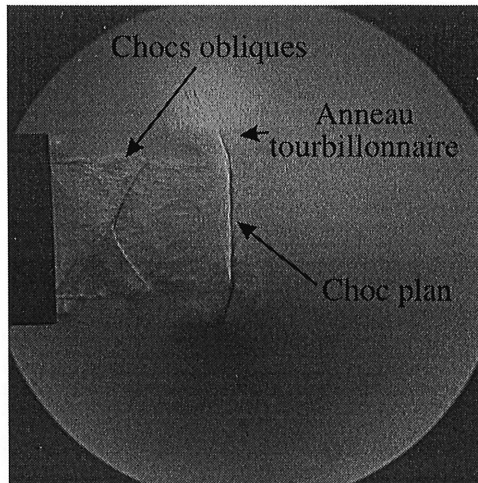


Figure 2.7: Strioscopie de l'écoulement observé par Brouillette *et al.* (1995) (vue de côté):  $M_s = 1.43$ ,  $t = 0.645$  ms.

viscosité du fluide. Ces données montrent aussi que le diamètre de l'anneau croît très peu le long de sa trajectoire, la faible variation observée étant accompagnée d'une augmentation du diamètre du noyau d'environ 50%.

## 2.3 Les instabilités circonférentielles

Bien qu'il y a longtemps que certains auteurs ont calculé ainsi qu'observé que les anneaux tourbillonnaires, même incompressibles, sont des structures potentiellement instables, aucun résultat concernant les effets de la compressibilité sur la stabilité des anneaux tourbillonnaires ne semble avoir été publié.

Krutzsch (1939) présente des résultats de visualisation d'anneaux sur lesquels il est possible de distinguer une perturbation sinusoïdale, allant de 5 à 12 longueurs d'ondes autour du périmètre de l'anneau qui apparaissent spontanément et croissent en amplitude. Plus tard, Maxworthy (1972) fut un des premiers à quantifier ce phénomène, avec des expériences menées dans l'eau, pour en arriver à la conclusion qu'un anneau se propageant à un nombre de Reynolds plus élevé est plus instable.

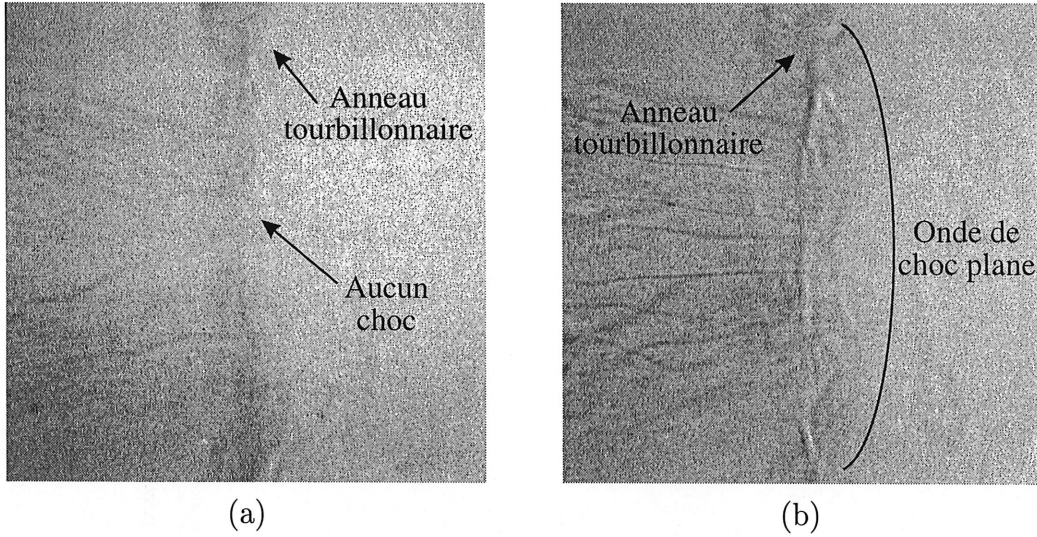


Figure 2.8: Ombroscopies de l'apparition de l'onde de choc dans l'anneau tourbillonnaire tel qu'observée par Brouillette *et al.* (1995) (vues de côté),  $t = 1.028$  ms: (a)  $M_s = 1.33$ ; (b)  $M_s = 1.35$ .

Widnall & Sullivan (1973) et Widnall *et al.* (1974) vérifient les observations de Maxworthy (1972) en prouvant analytiquement qu'un anneau tourbillonnaire incompressible se propageant dans un fluide parfait est instable. Les prédictions analytiques montrent qu'au seuil du phénomène d'instabilité, une perturbation du même type que celle rapportée par Kruttsch (1939) croît à un angle d'environ  $45^\circ$  avec la direction de propagation de l'anneau. La figure 2.9 représente un schéma simplifié du phénomène. Les modes d'instabilités réels sont en fait plus complexes que la figure ne le laisse savoir, ceux-ci étant fonction de la structure du champ de vortacité à l'intérieur du noyau. De plus, les auteurs montrent que pour une dimension donnée du noyau et de l'anneau, seulement un mode circonférentiel est instable. En fait, si la distribution de vortacité du noyau est conforme à la relation  $\zeta(r) = (r^2 - a^2)^2$  où  $a$  représente le rayon du noyau de l'anneau, le nombre de longueurs d'ondes dépend de la relation :

$$n \approx 3.9 \frac{R}{a}, \text{ ou encore } n \approx 2.7 \frac{R}{a^*} \quad (2.7)$$

où  $R$  représente le rayon de l'anneau. Le nombre d'ondes est donc fortement affecté par le nombre de Reynolds ( $Re = \Gamma/\nu$ ) car la diffusion influence fortement la taille du noyau  $a$ . En comparaison, le nombre de longueurs d'ondes associé à un noyau de

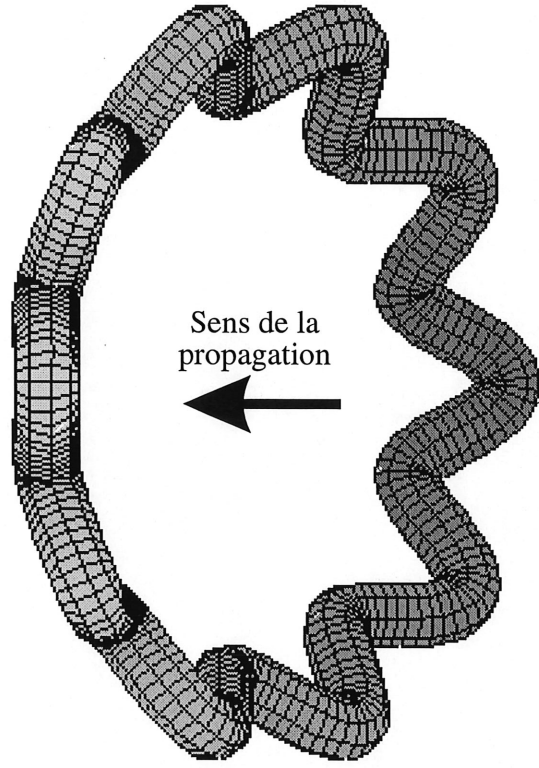


Figure 2.9: Exemple simplifié d'anneau tourbillonnaire avec instabilités circonférentielles ( $n = 10$ ).

rayon  $a$  ayant une distribution de vorticité uniforme est

$$n \approx 2.5 \frac{R}{a}. \quad (2.8)$$

Comme il est possible de rapporter les résultats d'un noyau de distribution quelconque de rayon  $a$  à un noyau effectif de rayon  $a^*$  de distribution uniforme, les résultats des équations 2.7 et 2.8 devraient être similaires. Cependant, Widnall *et al.* (1974) mentionnent clairement que le concept de similarité cinématique entre des tourbillons de noyau effectifs identiques n'est pas valide pour les nombres d'instabilités importants, ceci expliquant la divergence entre les deux résultats.

Afin de valider quantitativement les développements analytiques, ces derniers travaux renferment des résultats d'expériences menées dans l'air, la visualisation étant rendue

possible grâce à l'injection de fumée lors du processus de formation de l'anneau. Les auteurs citent des nombres de Reynolds d'anneaux situés entre  $5 \times 10^3$  et  $45 \times 10^3$ , ce qui correspond à 6–12 modes circonférentiels. Bien que les prédictions analytiques soient vérifiées, aucun résultat ni hypothèse ne sont présentés concernant l'effet de la compressibilité. Maxworthy (1977) présente une série de résultats exhaustifs sur l'instabilité d'un anneau tourbillonnaire incompressible produit en canal à eau à des nombres de Reynolds encore plus élevés. L'auteur rapporte que des instabilités, se développant à un angle de  $45^\circ$ , apparaissent une fois que l'anneau atteint une distance située entre  $x/D = 5$  et  $x/D = 8$  après sa formation. Ces travaux supportent la forte dépendance du nombre d'instabilités au nombre de Reynolds.

Les travaux énumérés précédemment montrent que des anneaux tourbillonnaires ont été produits et observés expérimentalement à maintes reprises. Cependant, les caractéristiques de propagation des anneaux après leur formation ne sont connues que pour des régimes d'écoulements où les effets de la compressibilité sont négligeables. Les particularités des anneaux compressibles sont connues qualitativement pour certaines conditions expérimentales bien précises, mais aucune classification systématique n'existe pour prédire le comportement et l'évolution des anneaux tourbillonnaires compressibles. Enfin, le phénomène d'instabilité des anneaux fut étudié pour des conditions d'écoulements où la compressibilité n'entre pas en jeu. Les travaux complétés jusqu'à présent montrent que le nombre d'ondes qui se développe sur la circonférence de l'anneau est fonction du nombre de Reynolds de l'anneau (basé sur sa circulation). Mais comme aucune étude, expérimentale ou analytique, ne traite d'anneaux tourbillonnaires compressibles, on ne peut juger de la validité de ces relations pour les situations où la compressibilité devient un facteur important.

## Chapitre 3

# Équipement et méthodes expérimentales

Cette section décrit l'équipement expérimental utilisé tout au long des expériences. L'appareillage est constitué principalement du tube à choc qui est utilisé pour produire les anneaux. L'écoulement est visualisé avec l'aide d'un système optique d'ombroscopie et de strioscopie. Le tout est synchronisé par le système d'acquisition de données qui effectue aussi une certaine partie de l'analyse des mesures. La procédure expérimentale utilisée est aussi décrite pour un essai typique.

### 3.1 Tube à choc

Tel que mentionné précédemment, les anneaux tourbillonnaires étudiés sont produits avec l'aide d'un tube à choc. Cet appareil fonctionne sur le principe d'une discontinuité de pression contrôlée : le tube est séparé, par une membrane mince, en deux sections dont une est à pression ambiante pendant qu'on fixe la pression dans la deuxième à une valeur souhaitée au dessus de la pression ambiante. Une fois la pression atteinte, la membrane est soudainement retirée (ou perforée), et la discontinuité de pression produit une onde de choc se propageant vers la section à l'air libre, d'une

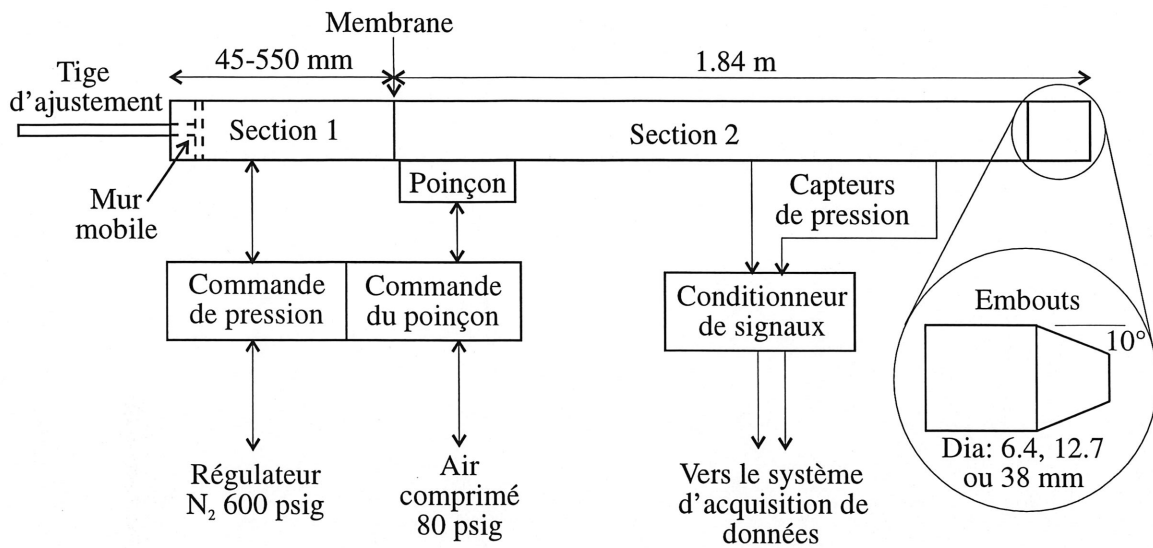


Figure 3.1: Schéma général du tube à choc.

magnitude fonction du différentiel de pression initial. Au même moment, une onde d'expansion se propage en sens contraire dans la section pressurisée pour abaisser la pression dans cette dernière. Comme la section basse pression est ouverte à l'air libre, à son arrivée, l'onde de choc s'échappe hors du tube pour produire l'écoulement à étudier.

Un schéma général du montage est illustré à la figure 3.1. La figure 3.2 montre une photographie du tube à choc utilisé. Le tube est cylindrique et possède une section interne de 38 mm. Cette section est conçue de façon à pouvoir supporter une pression maximale de 600 psig. À cette pression, l'onde de choc générée possède une vitesse maximale de l'ordre de Mach 2, dans la mesure où la section 1 (haute pression) est pressurisée avec de l'azote. En utilisant de l'hélium, il est possible de produire une impulsion ayant une vitesse maximale de Mach 3. La longueur de la section pressurisée peut être variée afin d'obtenir une impulsion de pression ayant des caractéristiques optimales. Cette longueur est ajustée avec une tige filetée de 900 mm, située au bout du tube, permettant une longueur de section allant de 45 mm à 550 mm.

La deuxième section du tube, qui est évacuée à l'air libre, est d'une longueur de 1.84 m. Le diamètre de sortie du tube à choc peut être varié en installant différents



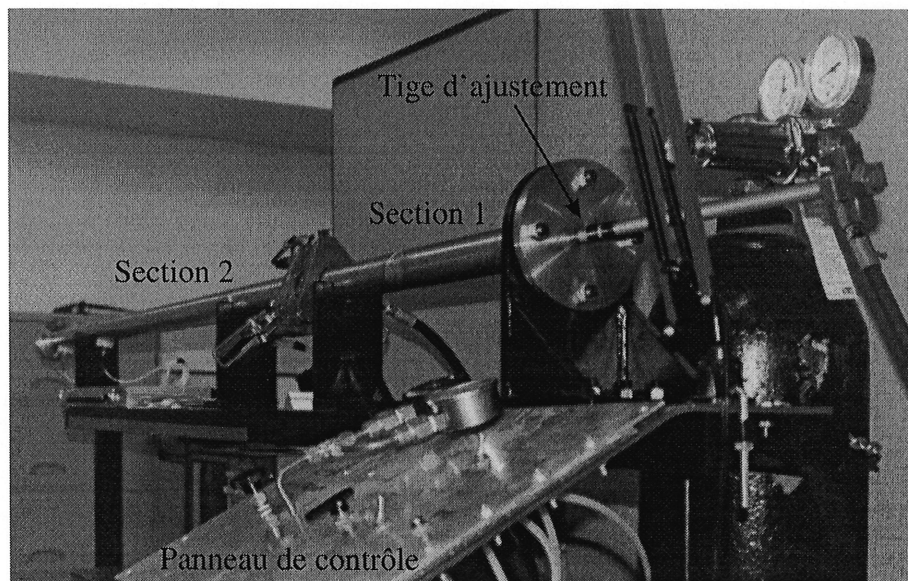


Figure 3.2: Tube à choc.

embouts, d'une longueur de 165 mm, ayant des diamètres internes de 38, 12.7 ou 6.4 mm respectivement. Les embouts sont effilés à un angle de  $10^\circ$  afin de minimiser l'interaction entre le tube et l'écoulement produit après la sortie de l'onde de choc.

Les deux sections du tube sont reliées par un accouplement, et séparées par une membrane (fig. 3.3). Les propriétés de la membrane doivent lui permettre de supporter la pression nécessaire pour un tir donné, sans pour autant être trop rigide. Une fois la pression souhaitée atteinte, on perce la membrane avec l'aide d'un poinçon pneumatique commandé manuellement, ce qui produit l'onde de choc. Le matériau utilisé pour fabriquer les membranes est principalement du Mylar de type A de la compagnie Johnston Industrial Plastics. Les membranes sont toujours d'une épaisseur, variant de 0.001" à 0.007", seulement suffisante pour supporter les pressions requises. À des pressions supérieures à 350 psig, une combinaison de Mylar 0.005" et d'aluminium 0.008" est utilisée, car une seule membrane de Mylar 0.010", qui est l'épaisseur requise à cette pression, est beaucoup trop ductile pour permettre une bonne rupture du diaphragme.

Sur la section 2, deux capteurs de pression, fixés sur le tube à une distance de



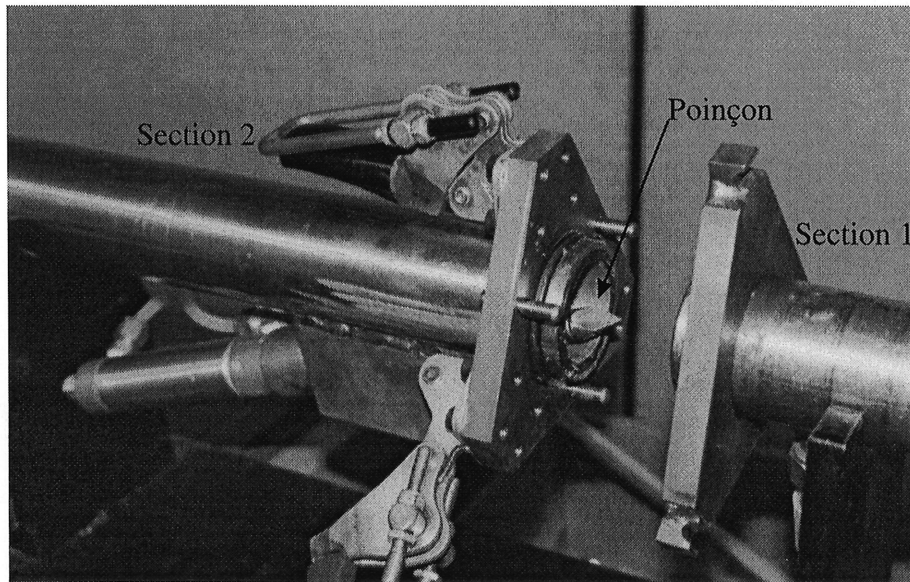


Figure 3.3: Accouplement central du tube à choc.

100 mm et 500 mm de l'extrémité de l'embout sont utilisés pour déterminer expérimentalement la vitesse de propagation de l'impulsion dans le tube. Ces capteurs, de type PCB Piezotronics modèle 113A22, sont installés de façon à minimiser les perturbations dans l'écoulement à l'intérieur du tube. Les signaux générés par ces capteurs, représentant l'historique de la pression statique à ces deux endroits dans le tube, sont acheminés directement vers le système d'acquisition de données afin de pouvoir les analyser.

### 3.2 Système d'acquisition de données

Les signaux générés par les capteurs sont enregistrés par une carte d'acquisition de données Bakker BE493 installée dans un ordinateur Gateway 2000 à processeur Intel 80486 DX2-66. Afin d'accélérer la procédure d'analyse et de réduire les variances de mesures pouvant être causées par l'erreur humaine, une fonction d'analyse fut programmée à l'intérieur du logiciel d'analyse numérique MATLAB. La fonction arme automatiquement la carte d'acquisition et, une fois les données enregistrées sur

la carte, les transfère sur le disque dur de l'ordinateur ainsi que dans l'environnement local de MATLAB pour traiter en détail les deux signaux de pression provenant du tube à choc.

La fonction de traitement est programmée de façon à fournir à l'opérateur les conditions expérimentales de chaque tir et ce, sans aucune intervention de sa part. Les données sont corrigées pour tenir compte de la variation de la température ambiante dans le laboratoire. Le code source constituant la fonction de contrôle de la carte d'acquisition est fourni en annexe. Une fois le traitement complété, la fonction réarme la carte en prévision d'un autre essai. Pendant un essai, la carte d'acquisition, qui se déclenche automatiquement, rend disponible un signal 5 V TTL-négatif qui coïncide exactement avec le déclenchement de l'acquisition des données. Ce signal est utilisé pour initier le processus de visualisation de l'écoulement.

### 3.3 Système de visualisation

#### 3.3.1 Montage optique

La visualisation de l'écoulement est rendue possible grâce à un système d'ombroscopie et de strioscopie fonctionnant selon les principes de réfraction de la lumière. La loi de Gladstone-Dale,  $n - 1 = K\rho$ , où la constante  $K$  est déterminée en fonction du gaz visualisé, montre que l'indice de réfraction  $n$  d'un milieu fluide est proportionnel à la densité du fluide  $\rho$ . Donc, si on dirige un rayon lumineux dans un écoulement fluide comportant un gradient de densité sur la trajectoire du rayon, ce dernier sera dévié latéralement. En dirigeant un faisceau de lumière dans l'écoulement à visualiser, une image de l'écoulement est obtenue sur un écran situé de l'autre côté du phénomène, l'écoulement étant représenté par des zones d'intensités lumineuses variables.

Le système de visualisation employé est constitué d'un arrangement standard en "Z" qu'il est possible de modifier pour opérer en mode d'ombroscopie ou de strioscopie.

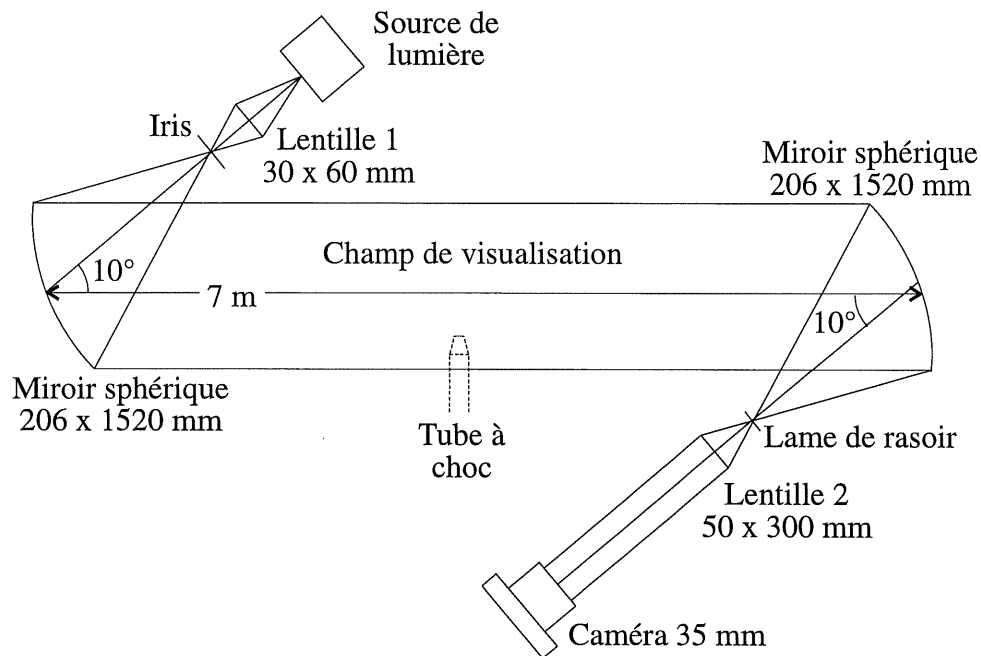


Figure 3.4: Système de visualisation.

La disposition générale du système est illustrée à la figure 3.4.

Les miroirs sphériques, d'une distance focale de 1.52 m, permettent un champ de visualisation maximal de 206 mm. Les deux lentilles utilisées (lentilles 1 et 2 sur la figure) sont de type achromate afin de minimiser les aberrations chromatiques présentes dans le système. La lentille 30×60 mm, située du côté de la source de lumière, est utilisée afin d'ajuster la position précise du premier foyer peu importe la position axiale de la source. L'emploi de cette lentille permet aussi d'insérer un iris au premier foyer. Cet iris réduit la dimension latérale effective de la source à un diamètre de 0.020", ce qui permet d'obtenir une meilleure définition de l'écoulement et d'accroître la sensibilité du système d'ombroscopie.

À l'autre extrémité du système, on retrouve une lame de rasoir horizontale au foyer du deuxième miroir. Cette lame est utilisée uniquement par le système de strioscopie, ce qui constitue la seule différence entre ce système et celui d'ombroscopie. La sensibilité du système de strioscopie est contrôlée en variant l'obturation du foyer

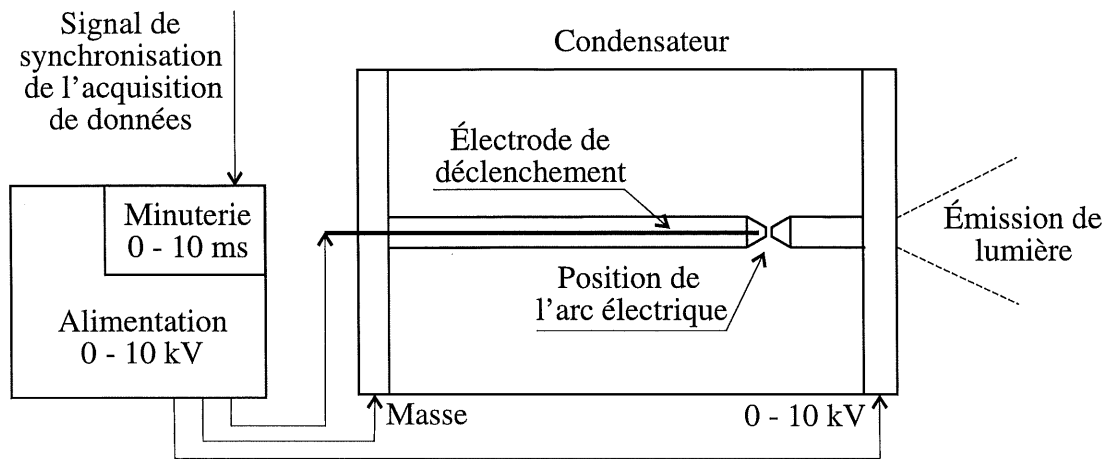


Figure 3.5: Source de lumière.

par la lame de rasoir dans le plan vertical. La hauteur de cette dernière est ajustable à 0.0005" près.

La lumière est ensuite interceptée par une lentille 50×300 mm qui refocalise la zone de visualisation, située entre les deux miroirs, à l'infini. C'est à la suite de cette lentille qu'une caméra 35 mm Nikon F-601 ainsi qu'un objectif de photographie 85mm f/1.8, montés sur un soufflet Nikon PB-6, sont utilisés pour enregistrer les résultats sur un film noir et blanc Ilford XP2 (ASA 400) qui est développé avec le procédé C-41.

### 3.3.2 Source de lumière

Une impulsion de lumière est obtenue par une décharge électrique haut-voltage. Cette décharge, d'une durée de l'ordre de 500 ns, produit une impulsion de lumière blanche très intense. L'arc électrique est produit à partir d'un condensateur haute-tension (fig. 3.5) chargé à l'aide d'une alimentation dont l'intensité est ajustable sur une plage continue allant de 0 à 10 kV. Après avoir chargé le condensateur au niveau désiré, l'arc est déclenché par une électrode dont le signal de commande est synchronisé de façon appropriée avec l'événement à visualiser.

Tel que mentionné précédemment, un signal de synchronisation est produit par le déclenchement du système d'acquisition de données. Lors d'un tir du tube à choc, ce signal est acheminé vers une minuterie qui le retarde d'un délai choisi entre 0 et 10 ms, par incréments d'environ 3  $\mu$ s. Une fois le délai écoulé, l'électrode de contrôle est activée, ce qui provoque la création de l'arc électrique. En ajustant la minuterie de façon appropriée, il est donc possible de choisir l'instant précis où l'écoulement sera observé.

### 3.4 Procédure expérimentale

Comme le déroulement d'un tir du tube à choc est contrôlé automatiquement par le système d'acquisition de données, la majorité des paramètres expérimentaux doivent être fixés d'avance. Une séance d'expériences commence par la calibration du système optique. Les caractéristiques de la source de lumière sont ajustées de façon à donner la quantité de lumière que nécessite le film utilisé. Par la suite, la sensibilité du système de strioscopie/ombroscopie est fixée par un déplacement de la caméra ou de la lame de rasoir sur le deuxième banc optique. Cette procédure se termine par le chargement d'un film dans la caméra, l'ajustement de son temps d'ouverture à une valeur d'environ 4 s ainsi qu'un bref examen visuel dans l'oculaire de celle-ci confirmant si le champ d'expérience est visualisé correctement.

Par la suite, le système d'acquisition de données est mis en marche, tout comme l'alimentation des capteurs de pression, et les connections électriques des capteurs sont vérifiées afin d'éliminer toutes les sources d'interférence et de bruit qui pourraient affecter le signal enregistré. Enfin, la position du tube à choc est fixée relativement au champ de visualisation (qui est immobile) et la dimension de la section 1 du tube est ajustée à la valeur désirée. Dans la plupart des cas, les caractéristiques du système fixées jusqu'à ce point ne changeront pas pendant une série d'expériences. Cette procédure ne s'effectue donc qu'une seule fois.

La dernière étape préliminaire consiste à pressuriser le système pneumatique du

tube à choc ainsi que celui du poinçon. Cette étape doit impérativement être précédée d'une évacuation du site d'expérience ainsi que de l'utilisation de protecteurs auditifs par les opérateurs afin d'éviter tout accident pouvant résulter d'une dépressurisation soudaine du système pneumatique. Une fois cette étape complétée, l'appareillage est prêt à être utilisé.

Un tir commence par la sélection du délai à insérer entre l'arrivée du signal de déclenchement de l'acquisition des données et le déclenchement de la source de lumière. On choisit donc l'instant où l'écoulement sera visualisé. Ensuite, une membrane est insérée dans la jonction centrale du tube à choc, et une fois le tube fermé, la section 1 est pressurisée à la pression désirée (qui est fonction de l'amplitude de l'impulsion de pression désirée à la sortie du tube). Une fois cette étape complétée, le tube est armé et prêt à tirer. Après avoir éteint l'éclairage ambiant, il suffit d'actionner la caméra suivie immédiatement du poinçon pour mettre en marche le système.

Quand le poinçon perce la membrane, la différence de pression entre les deux sections provoque la création d'une onde de choc qui se propage dans la section 2 du tube. Cette onde, après avoir traversé la position du premier capteur de pression, atteint le deuxième capteur et déclenche l'acquisition des données (qui enregistre les pressions avant et après le déclenchement). Simultanément, le délai de la source de lumière est activé. Une fois le délai épuisé, la source est activée, ce qui envoie une impulsion de lumière dans le système optique qui est ensuite captée par la caméra. L'écoulement est donc enregistré sur le film. Le tir étant complété, la fonction d'acquisition de données transfère les mesures de pressions acquises pendant le tir dans le logiciel MATLAB et calcule les caractéristiques de l'onde de choc produite par le tube pour ensuite les afficher à l'écran. Le cycle se termine par la carte d'acquisition qui se réarme automatiquement en prévision d'un autre tir.

# Chapitre 4

## Résultats

Cette section traite des résultats qui ont été tirés des expériences. On commence par clarifier les conditions expérimentales dans lesquelles les expériences furent menées. Ensuite, les résultats ayant trait à la propagation d'un anneau tourbillonnaire sont présentés. Dans cette section, on explore l'effet du nombre de Mach et du nombre de Reynolds sur les mécanismes de propagation. Enfin, le phénomène d'instabilité des anneaux tourbillonnaires est étudié pour le cas d'anneaux compressibles.

### 4.1 Conditions expérimentales

Dans les expériences qui furent menées, les anneaux tourbillonnaires ont été produits par un tube à choc. Idéalement, l'impulsion de pression devrait avoir l'allure d'une impulsion de Dirac, c'est-à-dire que la pression devrait être soudainement appliquée pour être ensuite immédiatement abaissée à la pression ambiante. Si, suite à la sortie de l'onde de choc, la pression demeure élevée dans le tube, la pression de l'écoulement subsistant dans le tube tend à forcer l'écoulement vers l'extérieur, ce qui produit un jet de fluide forcé. Ce jet tend malheureusement à interagir avec l'anneau, ce qui le rend rapidement turbulent et rend la visualisation difficile.

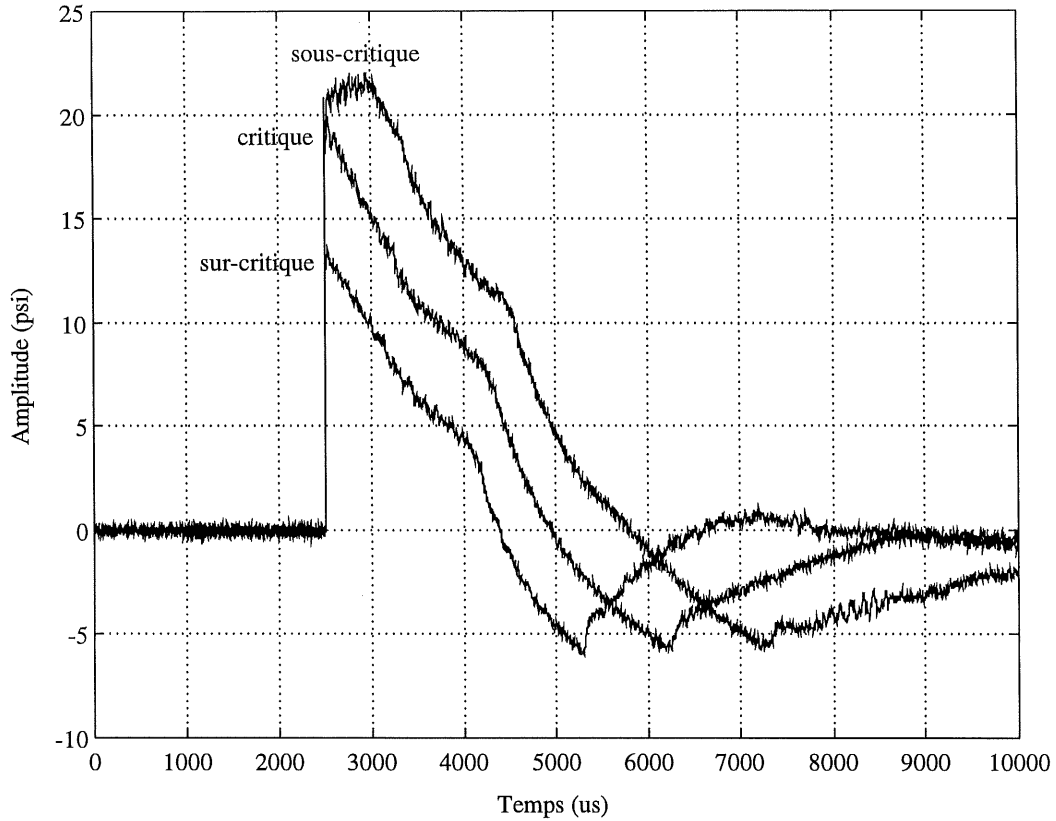


Figure 4.1: Influence de la longueur du tube à choc sur la forme de l'impulsion de pression à sa sortie.

Le tube à choc ne nous permet malheureusement pas d'obtenir la forme d'impulsion désirée, car la diminution de pression dans le tube est graduelle. Cependant, la longueur de la section pressurisée du tube étant variable, il est possible de modifier la forme, l'amplitude et la largeur de l'impulsion de pression produite à la sortie du tube afin d'obtenir une impulsion s'approchant du cas idéal. La variation de la longueur du tube produit trois situations distinctes (fig. 4.1).

On retrouve la première pour des longueurs  $L$  de section 1 plus grandes qu'une certaine valeur critique  $L_{cr}$ . L'impulsion résultante est composée d'une augmentation brusque de la pression, causée par l'arrivée de l'onde de choc de célérité  $M_s$ , et d'un plateau où la pression est constante pendant un certain temps. Ensuite, la pression diminue étant donné l'arrivée de l'onde d'expansion qui est réfléchiée contre la paroi



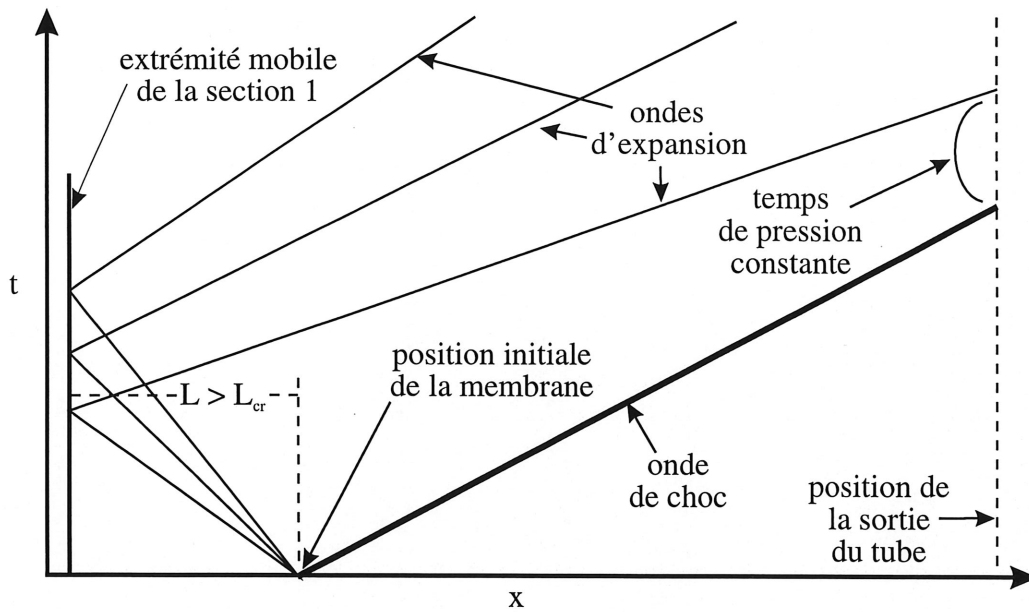


Figure 4.2: Diagramme position-temps du tube à choc pour  $L > L_{cr}$ .

amont du tube. Le temps de pression constante est déterminé par la différence entre les temps d'arrivée à la sortie des ondes de choc et d'expansion respectivement (fig. 4.2). L'écoulement résultant d'une telle impulsion produit une structure semblable à celle d'un jet qui tend à interagir avec le tourbillon produit et dissipe ce dernier près de l'extrémité du tube (fig. 4.3).

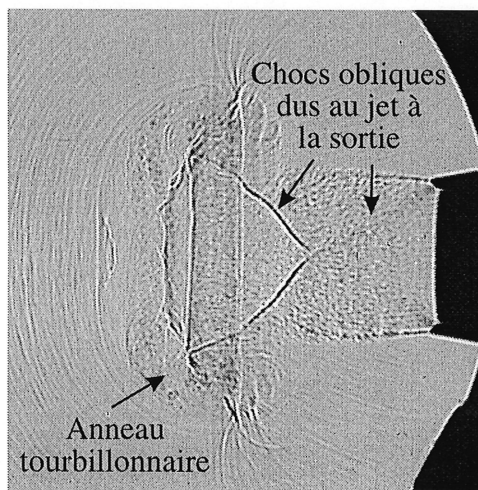


Figure 4.3: Ombroscopie d'un écoulement typique pour  $L > L_{cr}$ ,  $M_s = 1.51$ .

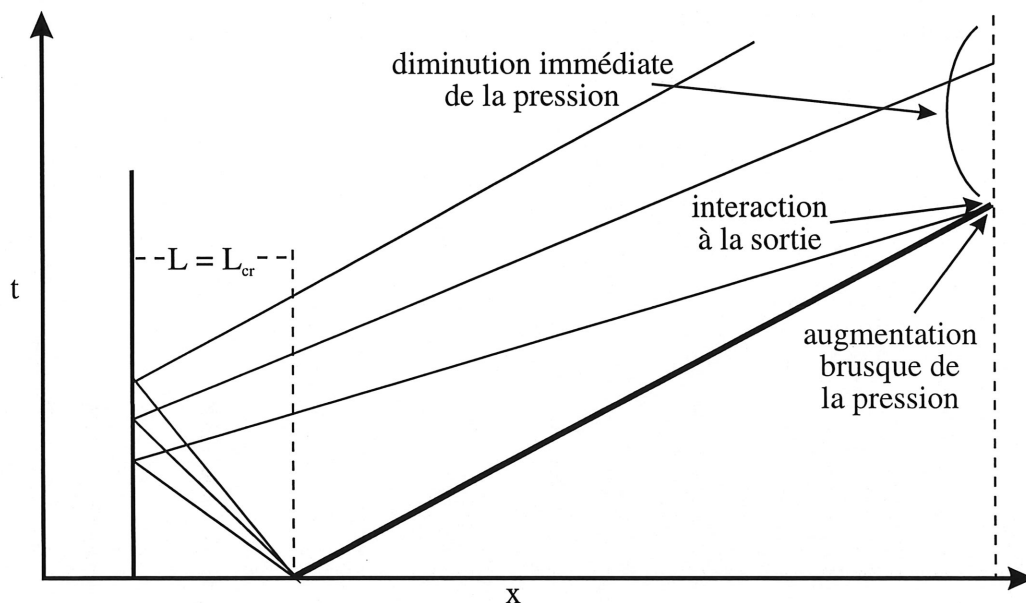


Figure 4.4: Diagramme position-temps du tube à choc pour  $L = L_{cr}$ .

En diminuant la longueur de la section, on atteint une valeur critique pour laquelle l'onde d'expansion réfléchie interagit avec l'onde de choc exactement à la sortie du tube (fig. 4.4). Comme pour le cas antérieur, la célérité de l'onde de choc  $M_s$  reste constante sur toute la longueur du tube. Ce régime d'opération est caractérisé par une impulsion dont l'amplitude est identique au régime sur-critique, mais où le plateau de pression constante disparaît. Ce régime tend à éliminer les effets de jets forcés (fig. 4.5), les anneaux produits étant mieux définis et se propageant sur des distances plus importantes. Les résultats présentés dans ce rapport ont tous été obtenus avec cette longueur critique.

Le troisième régime est atteint en diminuant encore la longueur de la première section du tube à choc. À ce moment, l'onde d'expansion interagit avec l'onde de choc avant la sortie de cette dernière, ce qui produit une impulsion d'amplitude inférieure à celle obtenue avec une longueur critique (figs 4.6 et 4.7). Le tube à choc génère donc une onde de choc  $M_s$  qui, à partir d'un certain point sur la longueur du tube, est atténuée par les ondes d'expansion, résultant en une onde de choc à la sortie d'amplitude  $M_e < M_s$ .

## 4.2 Les régimes d'écoulements

Ces expériences ont pour but d'explorer le comportement de l'écoulement produit à la sortie du tube à choc suite à une variation contrôlée des conditions expérimentales de base. Pour ces expériences, le diamètre de l'embout du tube à choc est gardé constant à  $D = 38$  mm, et on utilise de l'azote gazeux pour pressuriser le tube. La classification des écoulements repose sur des observations visuelles de l'écoulement produit, les résultats étant vérifiés avec l'aide de traces de pression dans le champ de visualisation. La figure 4.8 illustre un exemple d'anneau tourbillonnaire généré par une impulsion d'une vitesse  $M_s = 1.31$ . On retrouve aussi sur la figure la définition des paramètres utilisés pour présenter les résultats.

En variant la célérité de l'onde de choc incidente dans la plage de  $M_s = 1.0$  à  $M_s = 2.0$ , on est en mesure de produire des écoulements pouvant être catalogués en trois grandes catégories. Dans les trois cas, un anneau tourbillonnaire est produit, ses caractéristiques variant avec l'intensité de l'impulsion génératrice.

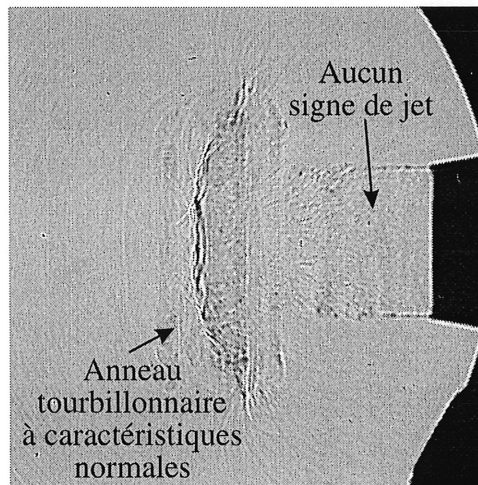


Figure 4.5: Ombroscopie d'un écoulement typique pour  $L = L_{cr}$ ,  $M_s = 1.51$ .

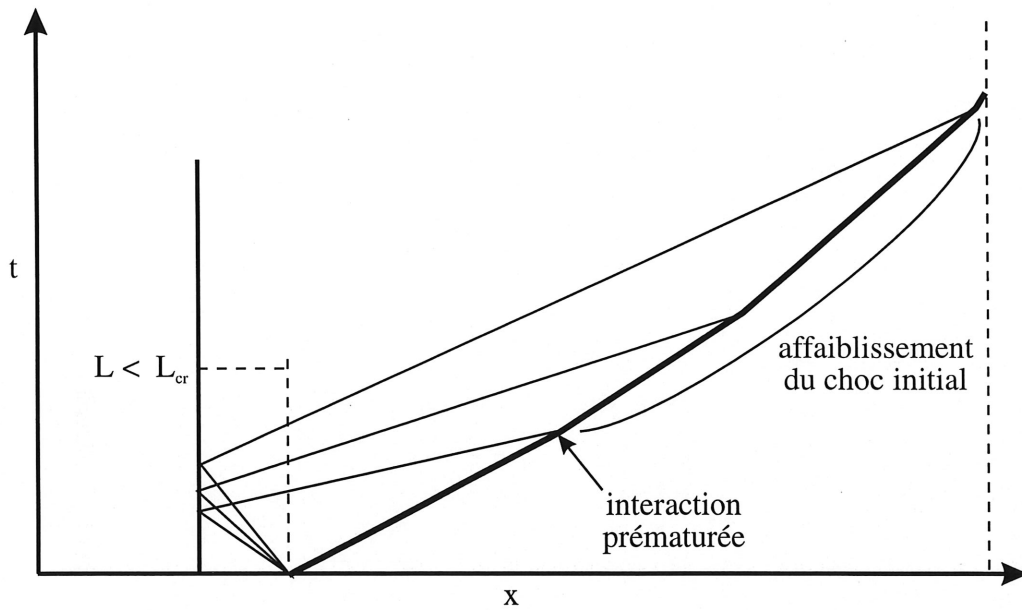


Figure 4.6: Diagramme position-temps du tube à choc pour  $L < L_{cr}$ .

#### 4.2.1 Premier régime

Un anneau de type I est produit quand l'intensité du choc incident est située entre  $M_s = 1.0$  et  $M_s = 1.43$ . Cette plage d'impulsions donne naissance à un anneau

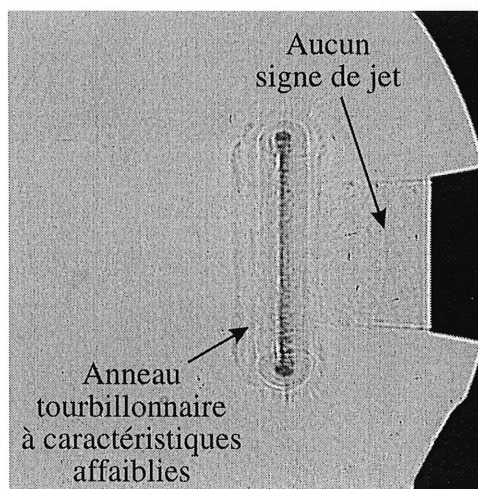


Figure 4.7: Ombroscopie d'un écoulement typique pour  $L < L_{cr}$ , onde générée  $M_s = 1.51$ , onde à la sortie  $M_e = 1.45$ .

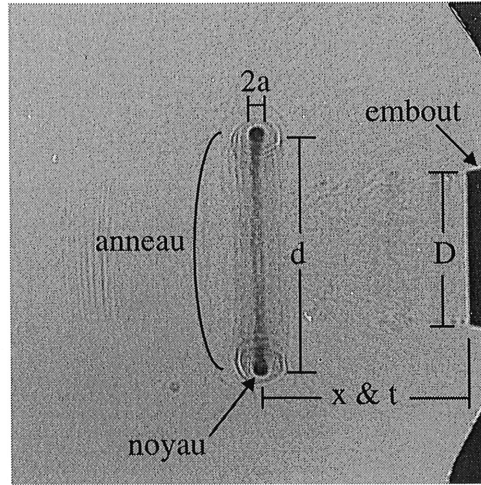


Figure 4.8: Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire montrant la définition des paramètres,  $M_s = 1.31$ .

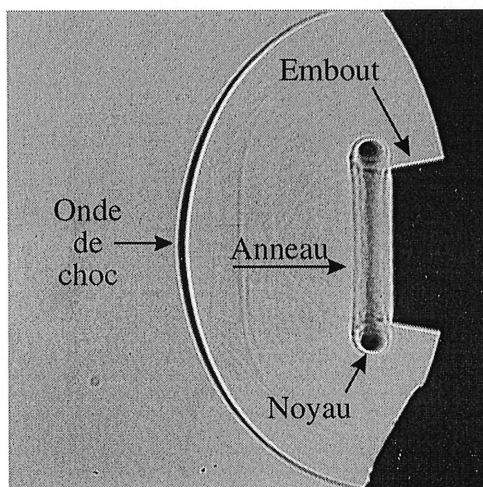
tourbillonnaire dont le noyau est très concentré (fig. 4.9). L'anneau se forme dès la sortie de l'onde de choc, cette dernière se propageant rapidement hors du champ de visualisation. Par la suite, aucune onde de choc ne peut être observée dans l'écoulement dans ce régime.

Après un certain temps, on peut observer des instabilités se développant sur la circonférence du noyau, leur amplitude démontrant un taux de croissance élevé (fig. 4.9b, c). On peut aussi noter, tel que mentionné précédemment, l'absence de jet à la sortie du tube. L'anneau, libre de toute interaction avec le tube à choc, demeure observable sur des distances de l'ordre de 500 mm, l'amplitude des instabilités étant fonction de la distance parcourue. À des temps plus avancés, les différents modes d'instabilités interagissent entre eux résultant en un ralentissement de leur croissance. À ce moment, on observe l'apparition de structures turbulentes menant à la formation d'un nouveau noyau effectif de rayon  $a > a_0$ . Cette expansion du noyau diminue le nombre d'ondes sur la circonférence de l'anneau (fig. 4.9d). Le phénomène d'instabilité sera traité en détail à la section 4.4.

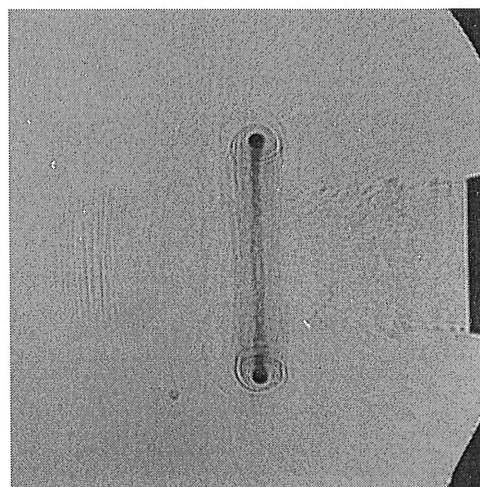
Les photographies de l'écoulement permettent un examen quantitatif du phénomène. En mesurant les caractéristiques géométriques visualisées, il est possible de quan-

tifier la propagation des anneaux. Comme l'anneau devient rapidement turbulent, il est difficile d'obtenir des mesures de trajectoire pour des positions éloignées du tube à choc. Les données visuelles ont donc été complétées, à des positions éloignées en aval, par des mesures obtenues à l'aide de capteurs de pression.

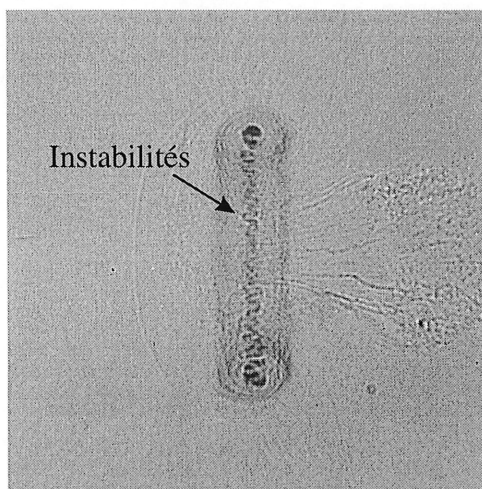
La figure 4.10a représente le diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.31$ , à une longueur de tube critique. On peut voir, entre  $x = 0$  et  $x = 100$  mm, une zone où l'anneau accélère après sa formation. L'anneau atteint sa vitesse maximale de  $\frac{dx}{dt} = 106 \pm 15$  m/s à  $x = 75$  mm. Par la suite, les données décrivent une courbe de forme concave, l'anneau décélérant tout au long de sa course. À  $x = 500$  mm, qui est la distance maximale à laquelle l'anneau est encore observable, la vitesse est de  $\frac{dx}{dt} = 84 \pm 20$  m/s. À la phase d'accélération correspond une phase de croissance du diamètre de l'anneau (fig. 4.10b). Dans ce graphique, l'erreur représente l'effet des instabilités qui réduit la précision des mesures de diamètre. Une fois l'accélération terminée, le diamètre atteint une certaine valeur stable et ne varie plus, malgré l'augmentation de la taille du noyau.



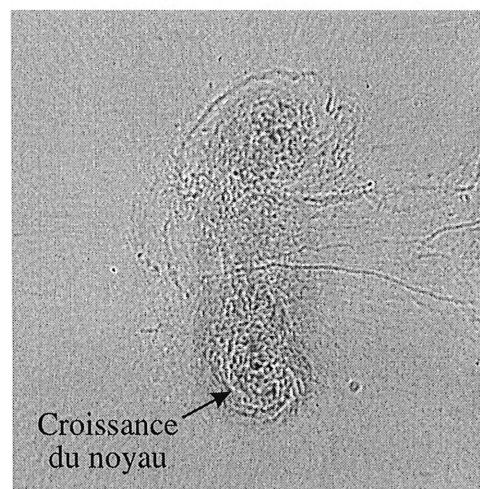
(a)



(b)

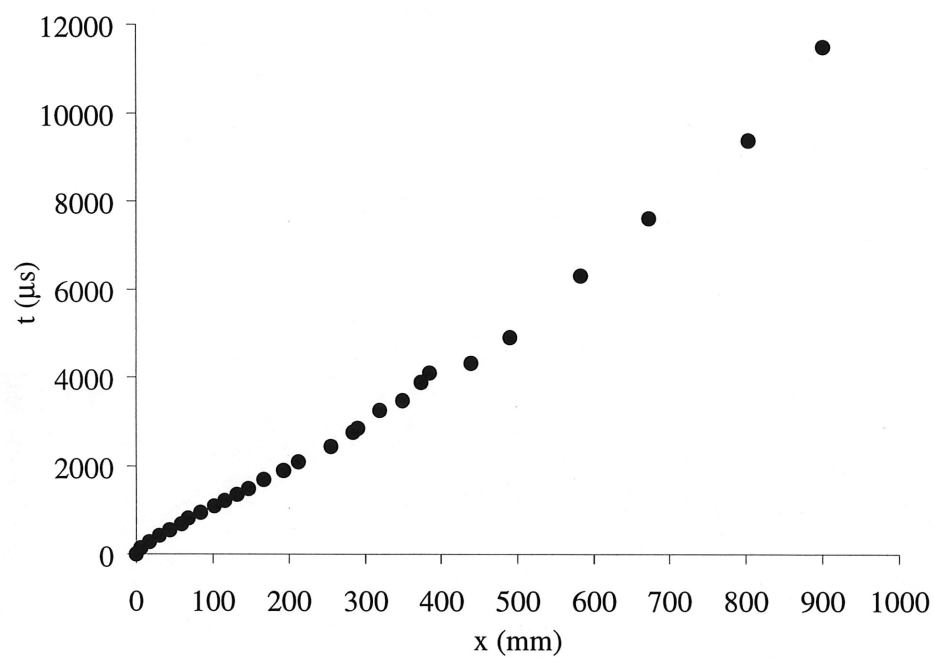


(c)

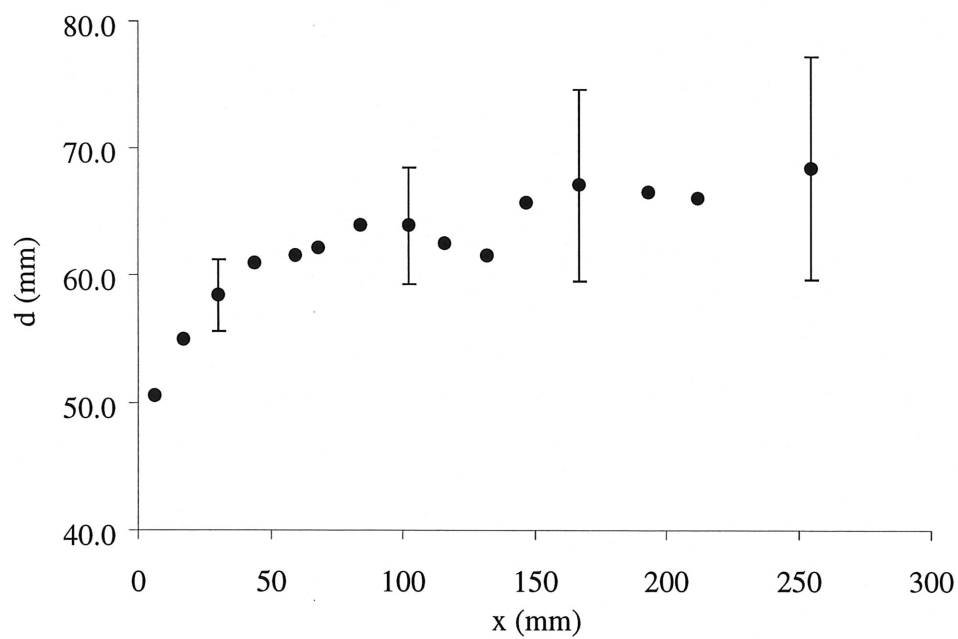


(d)

Figure 4.9: Ombroscopies de l'écoulement pour  $M_s = 1.31$  (vue de côté): (a)  $x/D = 0.15$ ; (b)  $x/D = 1.43$ ; (c)  $x/D = 2.66$ ; (d)  $x/D = 5.82$ .



(a)



(b)

Figure 4.10: Caractéristiques d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.31$ :  
(a) temps vs position; (b) diamètre vs position.



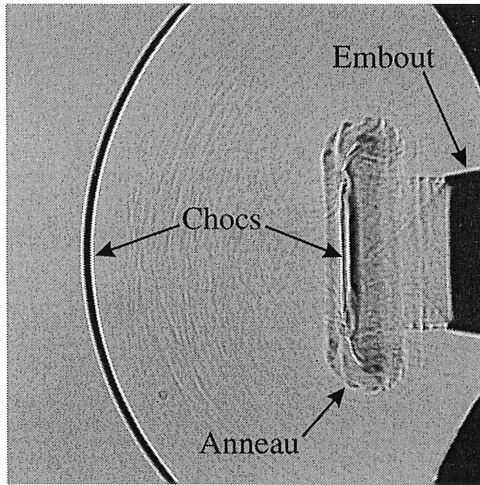
### 4.2.2 Deuxième régime

En augmentant la vitesse du choc incident à une valeur entre  $M_s = 1.44$  et  $M_s = 1.59$ , on modifie les caractéristiques de l'écoulement et le comportement de l'anneau produit. La figure 4.11 illustre un exemple pour une impulsion de  $M_s = 1.51$ . Une fois de plus, l'anneau est formé dès la sortie de l'onde de choc, le diamètre du noyau étant beaucoup plus important que pour les anneaux de type I. L'effet de la compressibilité est évident, car on peut observer une onde de choc à l'intérieur de l'anneau (fig. 4.11a). On classe donc l'anneau produit comme étant de type II, l'apparition du choc au centre de l'anneau étant la caractéristique définissant la transition entre les deux types.

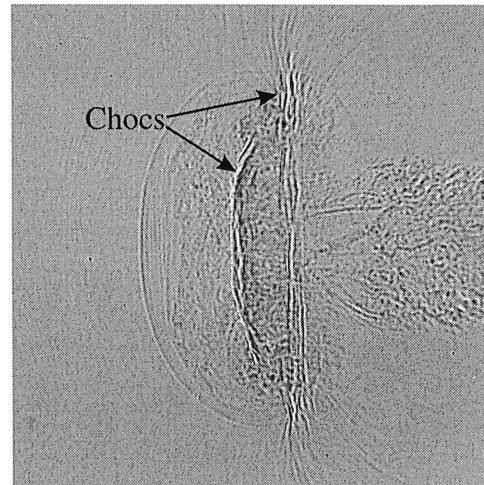
Le choc est formé à l'intérieur de l'anneau une fois que la vitesse du fluide devient supersonique dans le référentiel de l'anneau, conformément aux résultats de Baird (1987) (fig. 2.6). Au fur et à mesure que l'anneau se propage, l'onde de choc change de position dans le référentiel de ce dernier. À la formation de l'anneau, l'onde est de forme convexe. Cette dernière évolue graduellement vers un choc plan, son amplitude (la différence de pression en amont et en aval) diminuant progressivement (fig. 4.11b, c). Cette diminution étant relativement constante, le choc finit par disparaître pour ne laisser que l'anneau hautement turbulent (fig. 4.11d).

Comme pour l'anneau de type I, l'anneau de type II accélère immédiatement après sa formation (fig. 4.12a). Cependant, le temps d'accélération est plus important que pour l'anneau de type I, la vitesse maximale de l'anneau de  $\frac{dx}{dt} = 163 \pm 15$  m/s étant atteinte à  $x = 142$  mm (toujours avec  $M_s = 1.51$ ). À partir de ce point, l'anneau décélère graduellement en passant par  $\frac{dx}{dt} = 119 \pm 20$  m/s à  $x = 500$  mm.

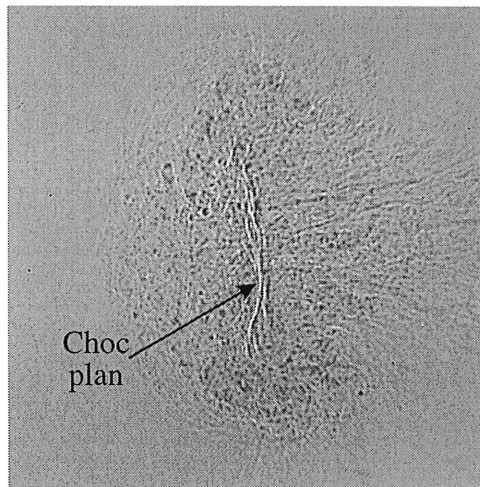
Bien que son diamètre atteigne une fois de plus une valeur stable, la phase de formation de l'anneau est légèrement différente (fig. 4.12b) : à sa formation, l'anneau a un diamètre similaire à celui du tube à choc et se propage à une vitesse déjà importante. À  $x = 20$  mm, l'augmentation du diamètre de l'anneau devient très grande, le diamètre atteignant brusquement une valeur stable à  $x = 35$  mm.



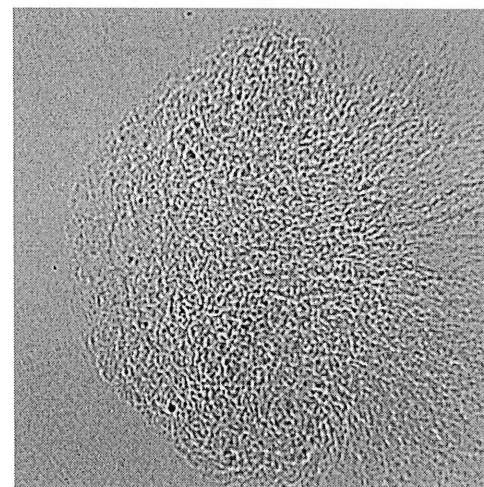
(a)



(b)

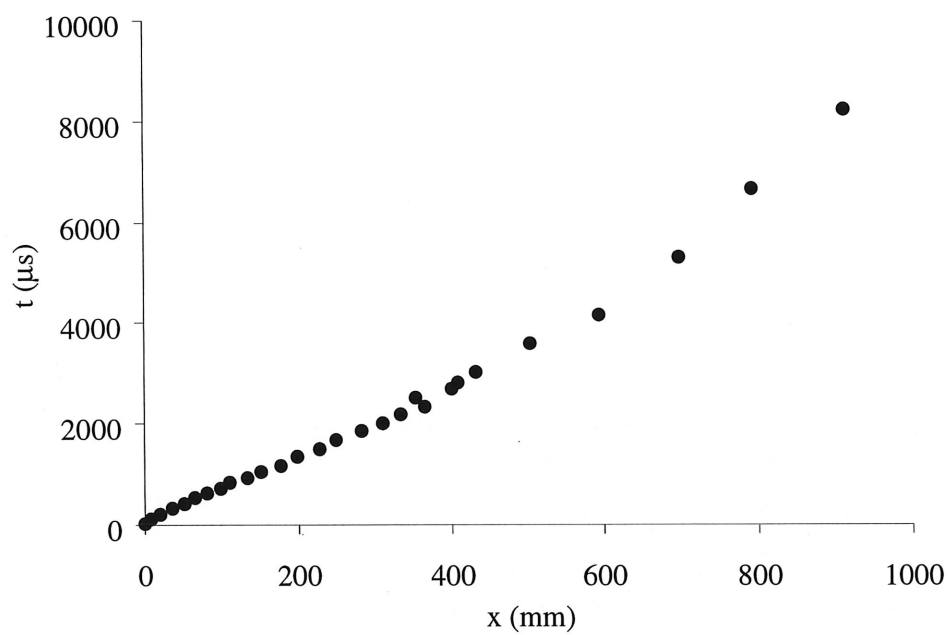


(c)

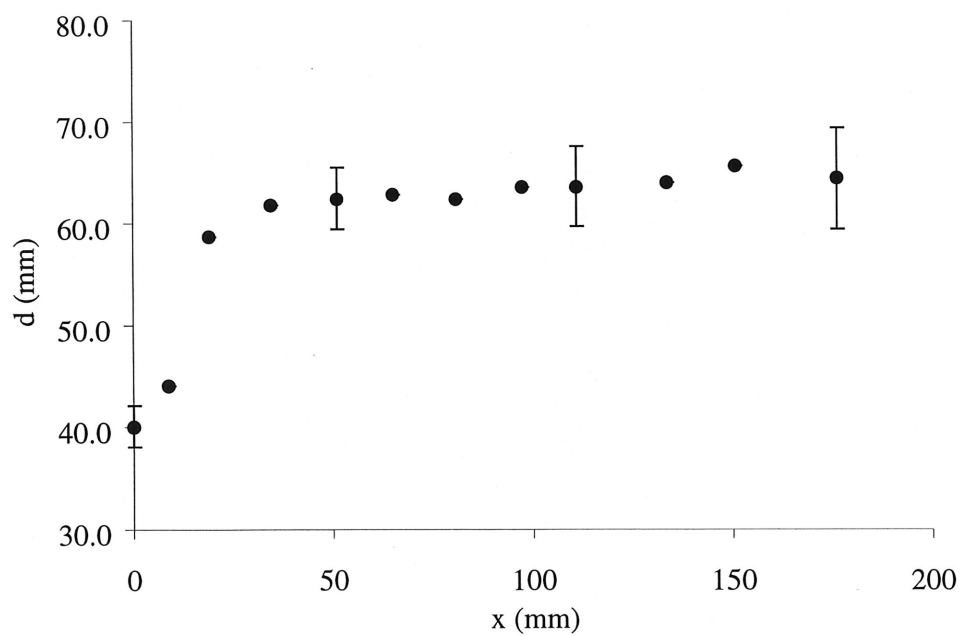


(d)

Figure 4.11: Ombroscopies de l'écoulement pour  $M_s = 1.51$  (vue de côté): (a)  $x/D = 0.56$ ; (b)  $x/D = 2.20$ ; (c)  $x/D = 6.71$ ; (d)  $x/D = 10.5$ .



(a)



(b)

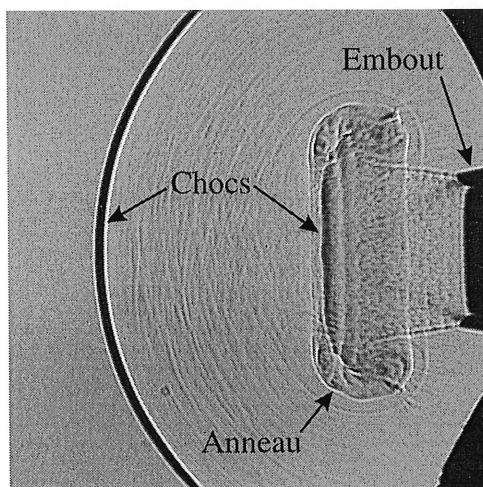
Figure 4.12: Caractéristiques d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.51$ : (a) temps vs position; (b) diamètre vs position.

### 4.2.3 Troisième régime

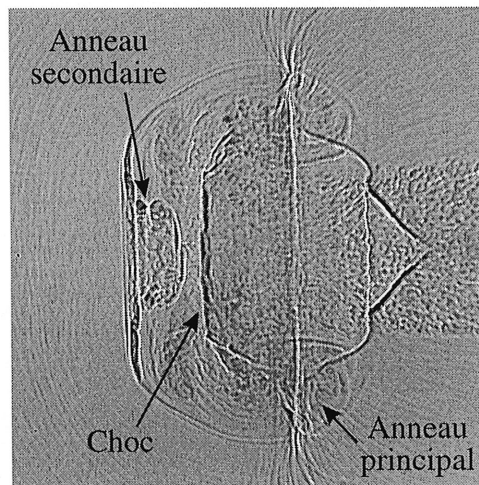
Quand la vitesse de l'impulsion passe à  $M_s = 1.60$ , et ce jusqu'à  $M_s = 2.0$ , l'anneau produit demeure qualitativement identique à un anneau de type II, la violence du processus étant proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion (fig. 4.13a). On peut toujours observer une onde de choc dans l'anneau. Cependant, à  $x = 60$  mm, on constate la formation d'un anneau secondaire dont la rotation du noyau est dans le sens contraire de l'anneau principal (fig. 4.13b). Cet anneau secondaire constitue la seule différence observable par rapport au deuxième régime d'écoulements. Le processus de formation de l'anneau sera traité au chapitre 5.

Une fois l'anneau secondaire formé, il croît rapidement en diamètre pour se laisser traverser en son centre par l'anneau principal. Ce phénomène est causé par l'induction mutuelle entre les deux anneaux. En effet, chaque section de tourbillon exerce une influence sur le fluide environnant, y compris les autres tourbillons présents dans l'écoulement. Comme on le voit au bas de la figure 4.15, une fois tous les effets induits combinés, la vitesse résultante tend à étirer latéralement le tourbillon secondaire. Une fois que l'anneau principal le dépasse par le centre, l'anneau secondaire demeure dans l'écoulement en démontrant les mêmes caractéristiques qu'un anneau de type I, l'anneau principal se comportant comme un anneau de type II (fig. 4.13c, d et fig. 4.14). On constate donc que le troisième régime ne comporte pas d'anneaux tourbillonnaires ayant de nouvelles caractéristiques propres.

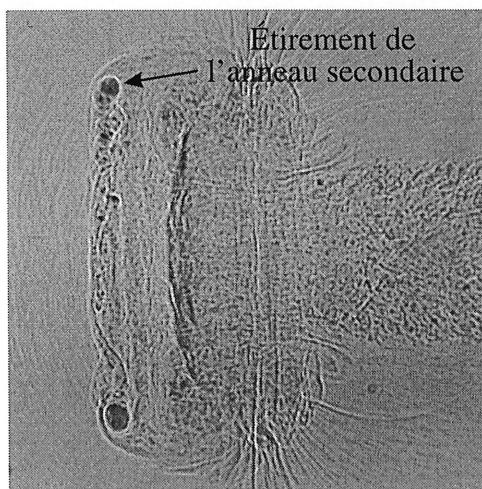
Les graphiques des caractéristiques géométriques, pour  $M_s = 1.65$ , montrent que la propagation de l'anneau principal est, une fois de plus, très similaire aux cas antérieurs (fig. 4.16). Cependant, on note encore une croissance de la phase d'accélération, l'anneau atteignant sa vitesse maximale  $\frac{dx}{dt} = 192 \pm 20$  m/s à  $x = 195$  mm pour ensuite décélérer, en passant par  $\frac{dx}{dt} = 127 \pm 25$  m/s à  $x = 500$  mm. La trajectoire de l'anneau secondaire est illustrée à la figure 4.17 qui montre la projection de l'anneau vers l'arrière au moment où l'anneau primaire le traverse.



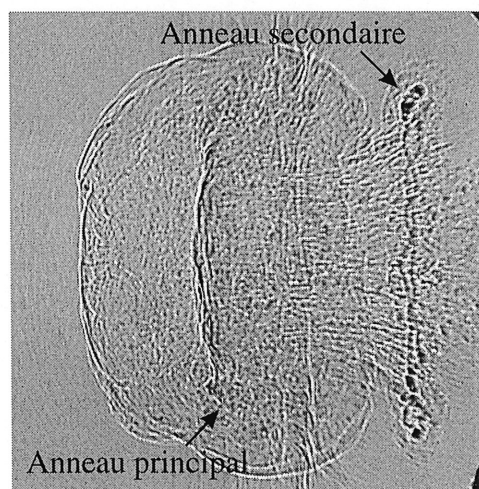
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 4.13: Ombroscopies de l'écoulement pour  $M_s = 1.65$  (vue de côté): (a)  $x/D = 0.36$ ; (b)  $x/D = 2.04$ ; (c)  $x/D = 3.21$ ; (d)  $x/D = 4.11$ .

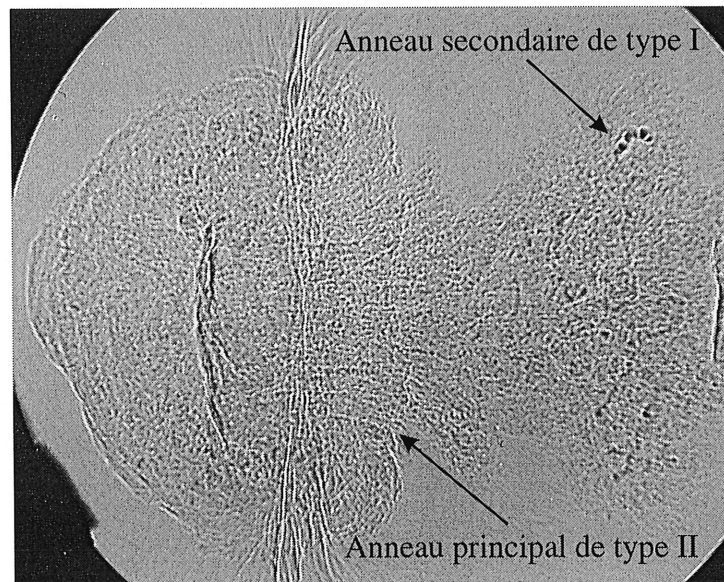


Figure 4.14: Ombroscopie de l'écoulement pour  $M_s = 1.65$  (vue de côté),  $x/D = 6.11$ .

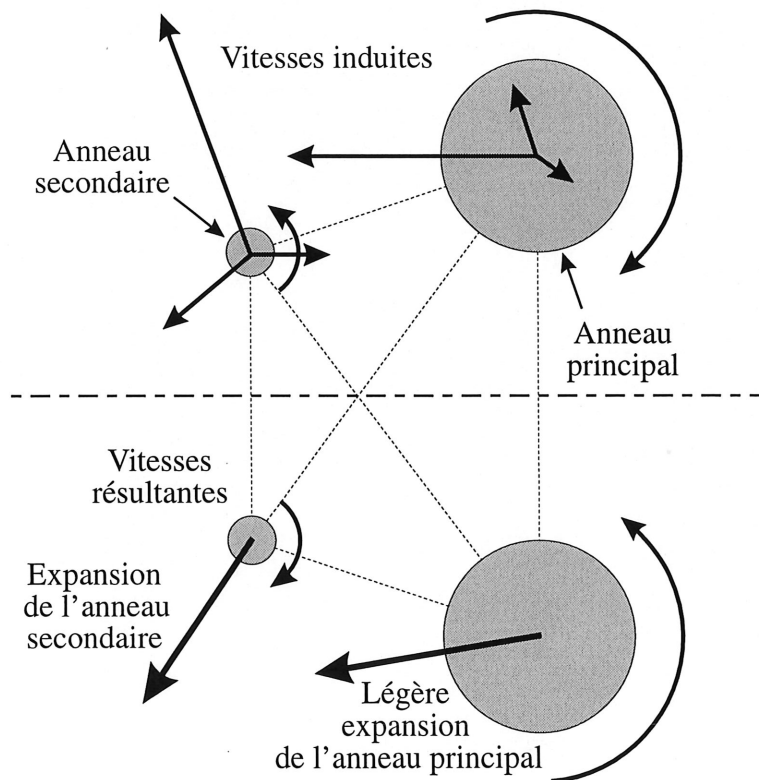
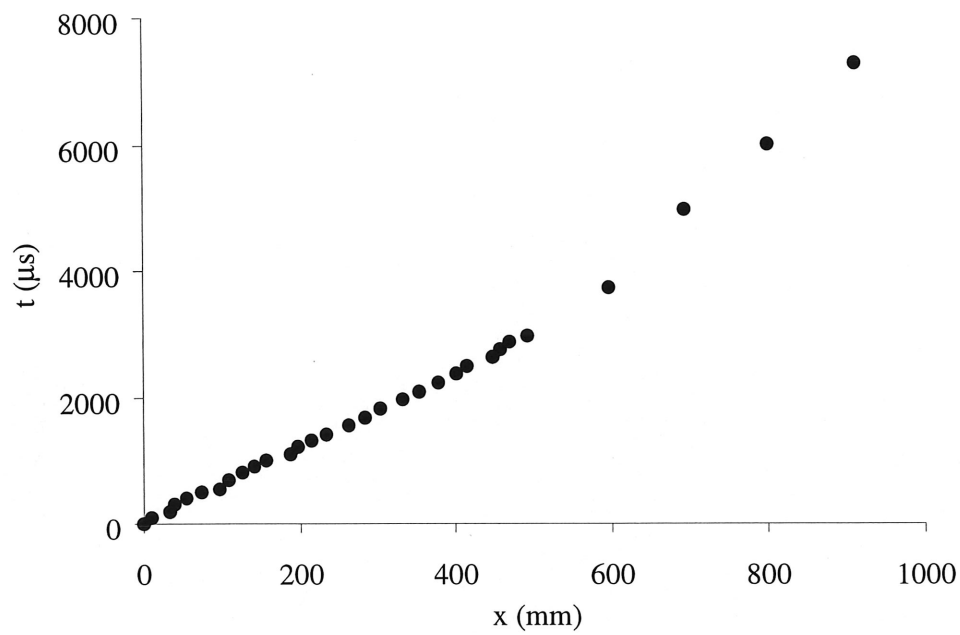
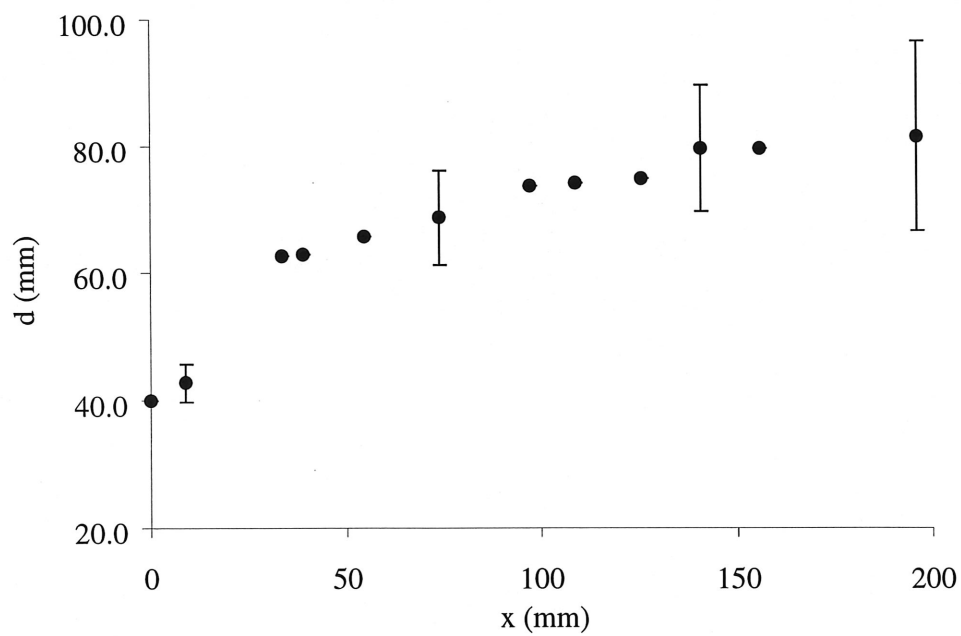


Figure 4.15: Schéma des vitesses induites entre l'anneau principal et l'anneau secondaire (vue de côté).



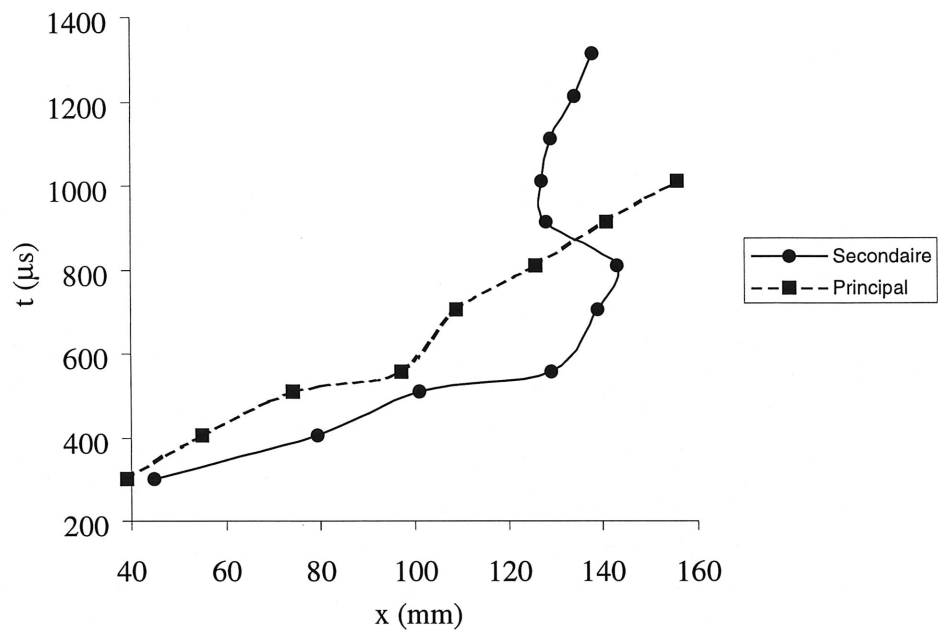
(a)



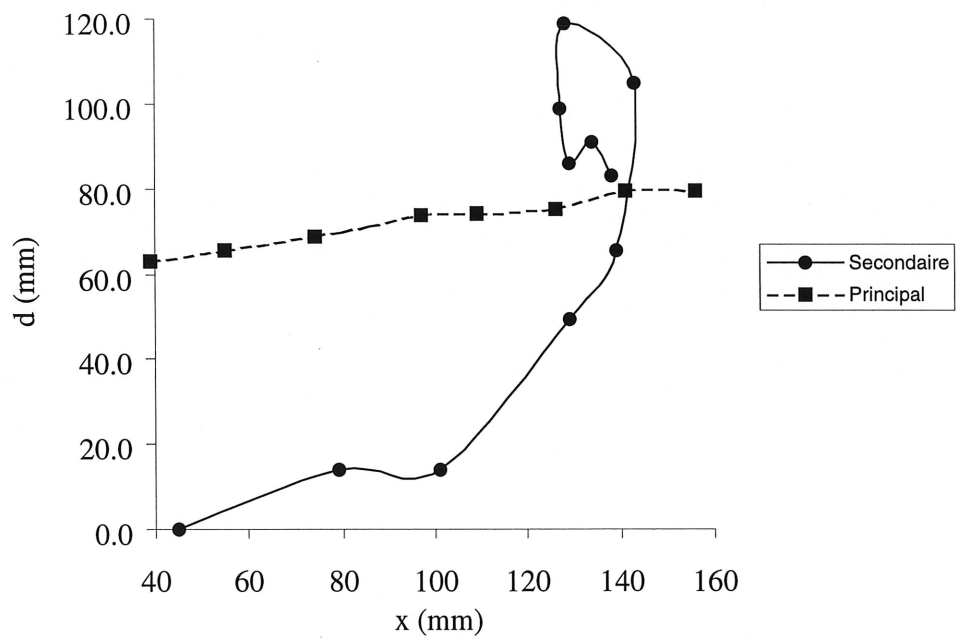
(b)

Figure 4.16: Caractéristiques d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.65$ :  
(a) temps vs position; (b) diamètre vs position.





(a)



(b)

Figure 4.17: Caractéristiques des anneaux tourbillonnaires primaires et secondaires,  $M_s = 1.65$ : (a) temps vs position; (b) diamètre vs position.



#### 4.2.4 Essais à nombre de Reynolds réduit

Afin d'étudier les effets du nombre de Reynolds sur les mécanismes de propagation, certains essais ont été menés avec des embouts de 12.7 mm et 6.4 mm de diamètre, réduisant le nombre de Reynolds d'un facteur 3 et 6 respectivement. La vitesse des impulsions produites par le tube à choc furent ajustées de façon à obtenir des impulsions identiques à celles des essais antérieurs. Ces conditions expérimentales nous ont permis d'isoler le nombre de Reynolds comme variable afin de déterminer l'effet d'une variation de ce dernier sur la propagation des anneaux.

Les figures 4.18, 4.19 et 4.20 montrent les caractéristiques de propagation des anneaux produits avec  $D = 12.7$  mm et  $M_s = 1.31$ ,  $M_s = 1.51$  et  $M_s = 1.68$  respectivement. On constate que la propagation des anneaux est similaire à la propagation des anneaux produits avec  $D = 38$  mm. Ces résultats seront examinés plus en détail à la section 5.2.2.

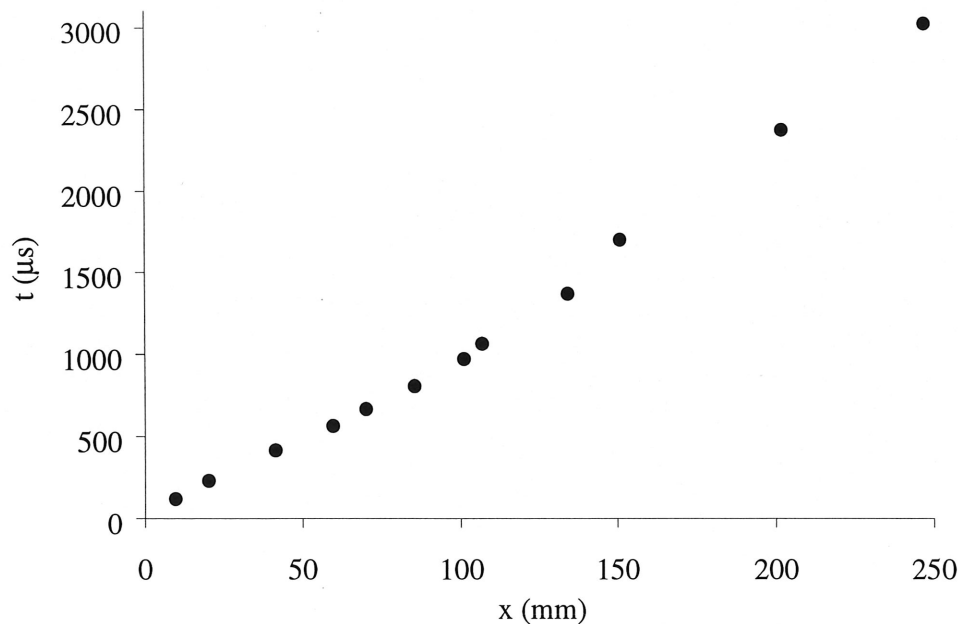


Figure 4.18: Diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.31$ ,  $D = 12.7$  mm.

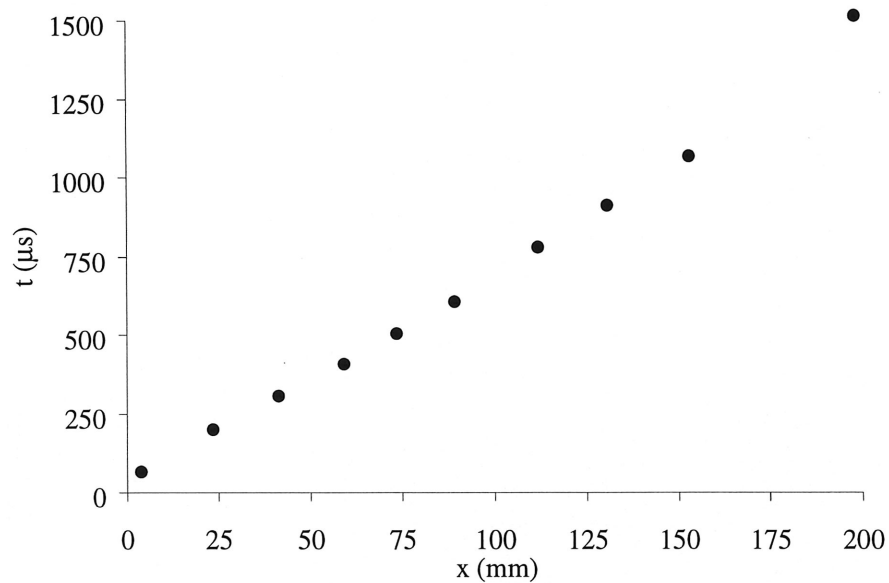


Figure 4.19: Diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.51$ ,  $D = 12.7$  mm.

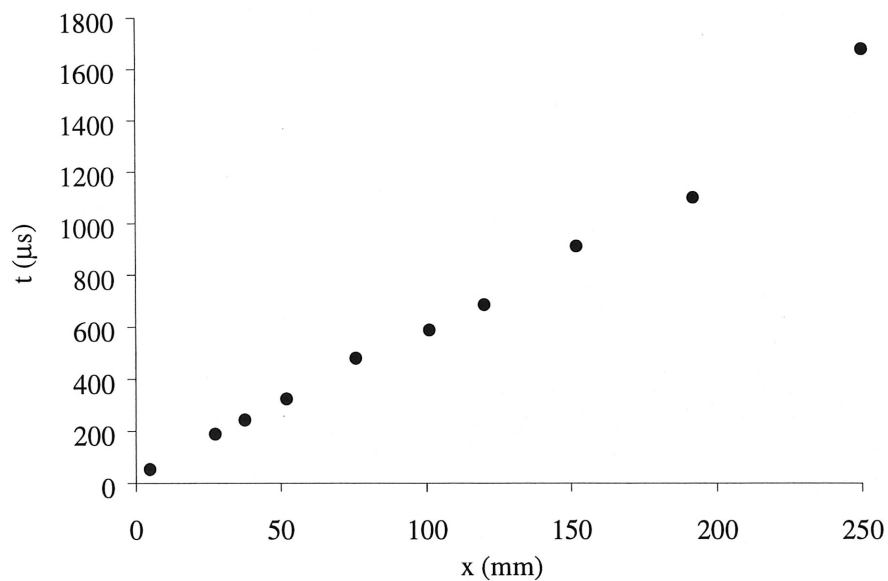


Figure 4.20: Diagramme position-temps d'un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.68$ ,  $D = 12.7$  mm.

## 4.3 Les transitions

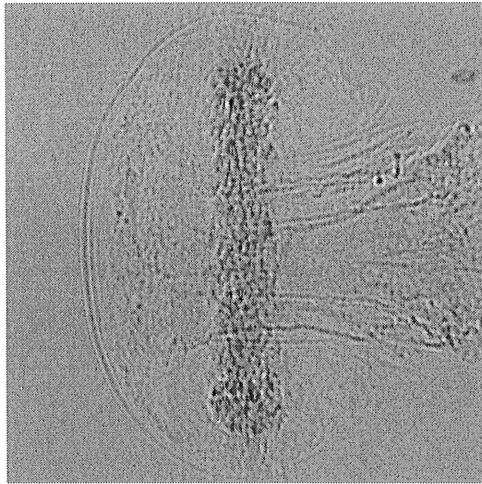
### 4.3.1 Première transition

Le concept de transition, pour être significatif, doit être soigneusement défini, car plusieurs changements prennent place dans l'écoulement entre deux régimes distincts. Par exemple, le premier et le deuxième régime sont distingués par l'apparition d'un choc dans la région centrale de l'anneau. De plus, on note la croissance du noyau de l'anneau et la disparition des instabilités, le noyau étant trop turbulent. Les deux phénomènes prenant place à des amplitudes d'impulsions génératrices différentes, on définit la première transition comme l'amplitude d'impulsion où on constate l'apparition d'une onde de choc dans l'anneau.

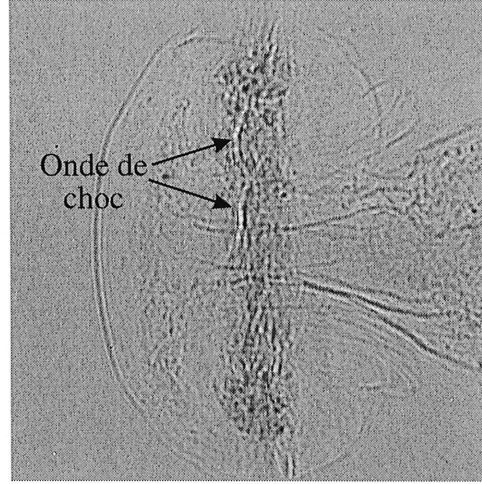
Cette caractéristique est choisie étant donné la violence de ce phénomène qui est facilement observable sur les ombroscopies de l'écoulement. En variant l'amplitude de l'impulsion génératrice, on peut trouver la première transition comme étant située à  $M_s = 1.44$ . Cette valeur est seulement valide pour le cas où le tube à choc est d'une longueur critique. On peut voir, à la figure 4.21b, l'apparition du choc au centre de l'anneau. En comparant l'écoulement avant et après la transition (fig. 4.21), on s'aperçoit que les deux cas sont extrêmement similaires, d'où l'importance de définir le concept de transition. Tel que mentionné précédemment, Brouillette *et al.* (1995) localisent cette première transition à  $M_s = 1.34$ . On doit cependant tenir compte du fait que, dans ces travaux antérieurs, aucun effort n'est fait pour éliminer les effets de jets à la sortie du tube à choc, ce qui explique le désaccord avec les présents résultats. En effet, la présence d'un jet tend à pousser le tourbillon sur sa trajectoire en lui donnant une certaine quantité de mouvement supplémentaire qui accélère la transition entre les deux régimes.

### 4.3.2 Deuxième transition

Les écoulements du troisième régime sont caractérisés par la présence d'un tourbillon secondaire. La deuxième transition se produit donc à l'amplitude d'impulsion où ce tourbillon apparaît. La figure 4.22 montre que cette transition se produit à une impulsion de  $M_s = 1.60$ , encore pour le cas d'un tube à choc de longueur critique. Les mêmes commentaires énoncés à section précédente concernant la longueur du tube s'appliquent toujours. La figure 4.23 illustre la sensibilité de la démarcation entre les différents régimes à la longueur du tube à choc. Cet anneau tourbillonnaire a été produit par une onde de choc générée par le tube à choc ajusté à une longueur égale à 130% de la valeur critique. Même si l'impulsion  $M_s = 1.50$  est d'une amplitude produisant typiquement un écoulement appartenant au deuxième régime, l'anneau principal est clairement précédé par un anneau secondaire, signifiant que cet écoulement fait partie du troisième régime.

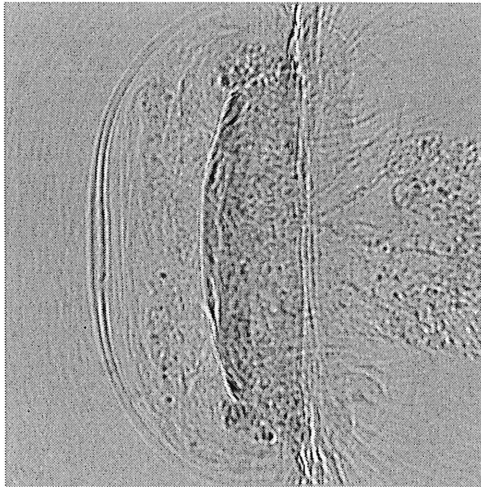


(a)

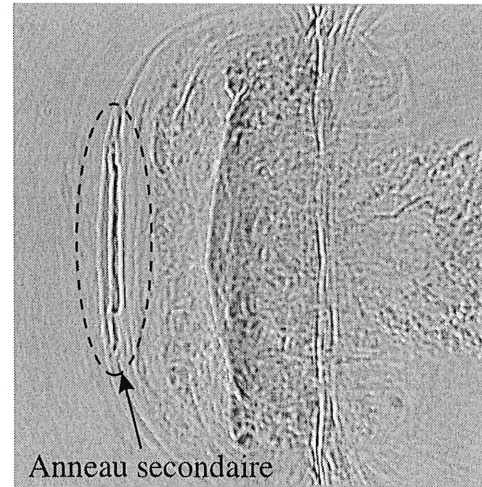


(b)

Figure 4.21: Ombroscopies de l'écoulement pour  $t = 900 \mu s$  (vue de côté): (a)  $M_s = 1.43$ ; (b)  $M_s = 1.44$ .



(a)



(b)

Figure 4.22: Ombroscopies de l'écoulement pour  $t = 585 \mu s$  (vue de côté): (a)  $M_s = 1.58$ ; (b)  $M_s = 1.60$ .

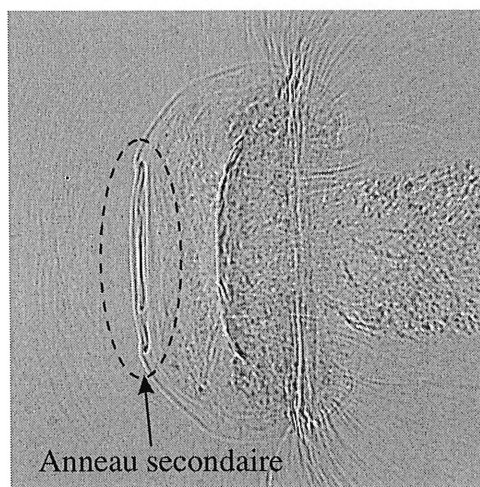


Figure 4.23: Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire produit par un tube à choc d'une longueur égale à 130% de la valeur critique,  $M_s = 1.50$  (vue de côté).

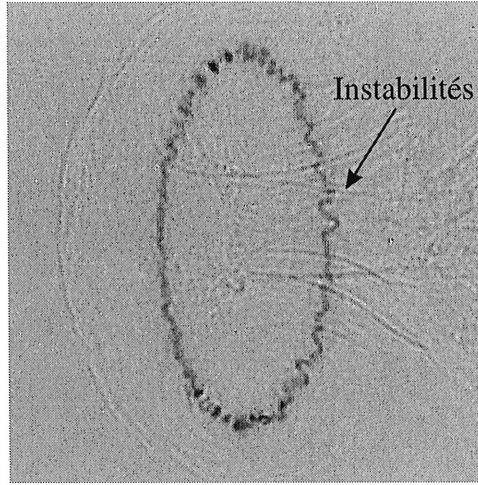


Figure 4.24: Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire vu à un angle de  $25^\circ$ ,  $M_s = 1.30$ .

## 4.4 Instabilité des anneaux

Tel que mentionné précédemment, les anneaux tourbillonnaires sont des structures instables. En effet, les anneaux de type I possèdent des instabilités circonférentielles se manifestant comme un déplacement ondulatoire du noyau de l'anneau par rapport à un cercle parfait définissant l'anneau. La figure 4.24, montre un anneau où  $d \approx 66$  mm sur lequel on peut estimer  $n \approx 55$ ,  $n$  représentant le nombre de longueurs d'ondes. Cette figure permet aussi de constater que les instabilités se forment à un certain angle par rapport à la direction de propagation. Cet angle est malheureusement difficile à identifier sur la figure étant donné la faible taille des instabilités. La figure 4.25 montre un cas extrême où  $n \approx 75$ .

En analysant l'évolution de l'anneau tout au long de sa course, on voit que l'amplitude des instabilités  $A_i$ , définie ici comme l'amplitude crête-à-crête des instabilités circonférentielles, croît avec la distance parcourue (fig. 4.26). Cependant, contrairement à Maxworthy (1977), l'ondulation du noyau devient visible à partir de  $x \approx 40$  mm, ce qui représente  $x/D \approx 1$ . À environ  $x = 250$  mm, le noyau de l'anneau devient turbulent et il devient impossible d'identifier l'ondulation du noyau caractéristique des instabilités.

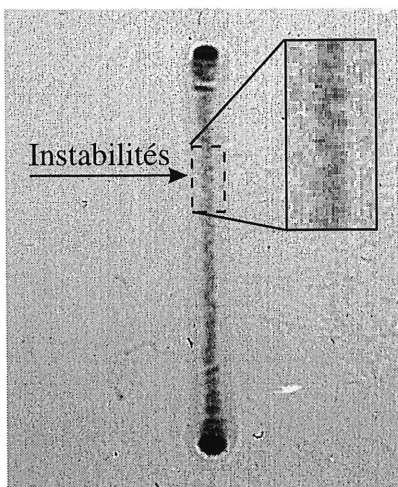


Figure 4.25: Ombroscopie d'un anneau tourbillonnaire (vue de côté),  $M_s = 1.27$ ,  $x/D = 1.67$ .

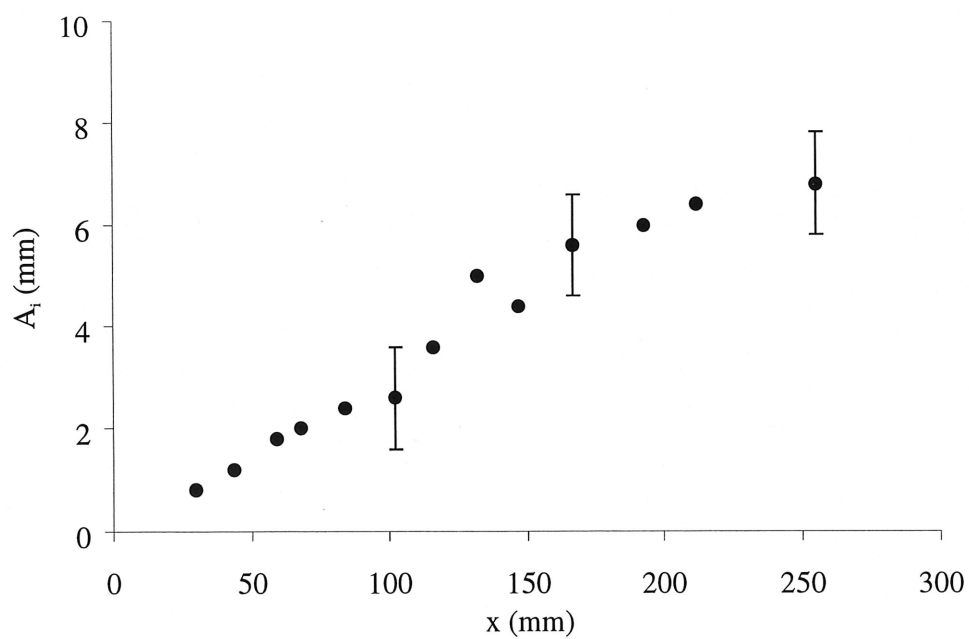


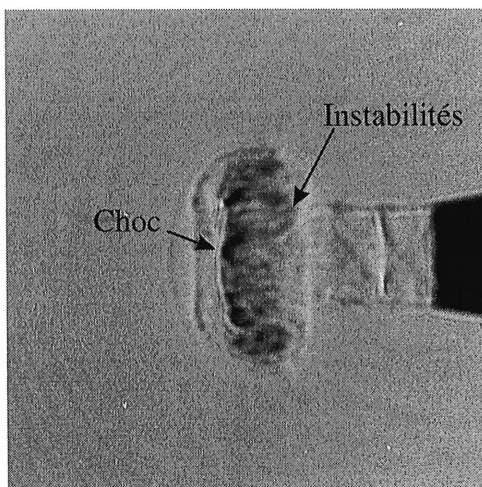
Figure 4.26: Amplitude des instabilités,  $M_s = 1.31$ .



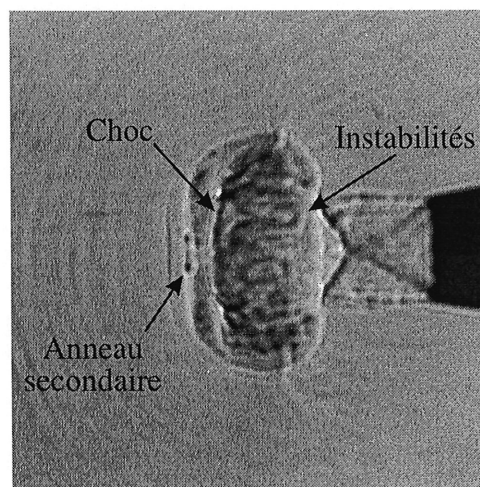
À la section traitant des transitions, il fut mentionné que la présence d'instabilités sur l'anneau tourbillonnaire ne constitue pas une mesure d'appartenance de l'écoulement considéré au premier régime. Ceci est expliqué par une forte dépendance du phénomène d'instabilités au nombre de Reynolds. Les écoulements présentés à la figure 4.27 illustrent cette dépendance. Dans les deux premiers cas, l'écoulement est produit avec un embout de 12.7 mm, se traduisant par une réduction du nombre de Reynolds d'un facteur 3. Malgré la présence des instabilités sur l'anneau, on peut toujours voir une onde de choc (fig. 4.27a) ainsi qu'un anneau secondaire (fig. 4.27b), identifiant clairement les écoulements comme appartenant aux deuxième et troisième régimes respectivement. La figure 4.27c montre un anneau secondaire possédant des instabilités sur sa partie supérieure.

En examinant soigneusement les figures 4.24 et 4.27c, on constate que les instabilités se développent à un angle d'approximativement  $45^\circ$ . Cependant, sur les figures 4.27a et 4.27b, on peut constater que l'angle de croissance des instabilités n'est pas de  $45^\circ$ . Bien que les ombroscopies ne permettent pas une mesure précise de cet angle, on peut néanmoins l'estimer à environ  $30^\circ$ .

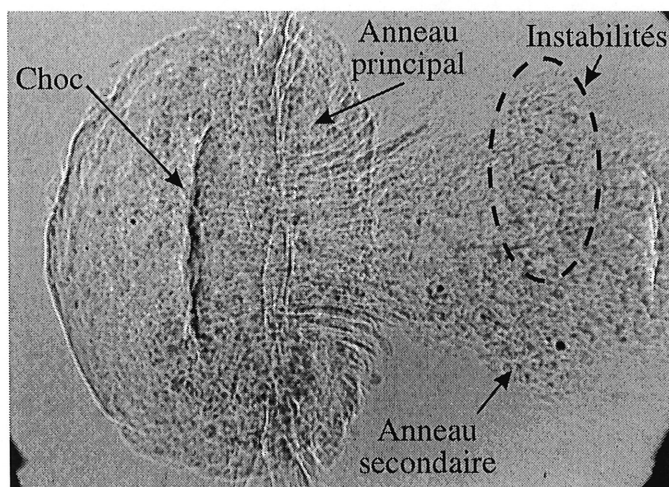
La divergence des résultats pourrait être expliquée par le fait que l'angle de  $45^\circ$  est un résultat théorique valide pour  $R/a \rightarrow \infty$ . Les anneaux montrés à la figure 4.27a et 4.27b sont d'un diamètre plus faible (produits avec un embout de  $D = 12.7\text{mm}$  vs  $D = 38\text{mm}$ ) et ont un noyau d'une taille légèrement plus importante. Le rapport  $R/a$  est donc probablement trop faible pour que les résultats soient en accord avec la théorie.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.27: Ombroscopies d'anneaux avec instabilités circonférentielles (vue de côté):  
 (a)  $M_s = 1.50$ ,  $D = 12.7$  mm; (b)  $M_s = 1.64$ ,  $D = 12.7$  mm; (c)  $M_s = 1.62$ ,  
 $D = 38$  mm.

# Chapitre 5

## Discussion

Dans ce chapitre, on compare les résultats obtenus précédemment afin de mettre en lumière les similarités existant entre les écoulements des différents régimes. On débute en expliquant le mécanisme de formation du tourbillon secondaire dans le troisième régime. Ensuite, les trois régimes sont comparés entre eux en adimensionalisant les résultats obtenus pour identifier les effets d'une variation des caractéristiques de l'impulsion génératrice ainsi que du nombre de Reynolds. Finalement, les résultats donnés par les théories propres aux instabilités circonférentielles d'anneaux incompressibles seront comparés aux résultats présentés.

### 5.1 Mécanisme de formation de l'anneau secondaire

Lorsque l'amplitude de l'impulsion initiale atteint  $M_s = 1.60$ , on constate la formation d'un anneau tourbillonnaire secondaire dont la rotation s'effectue en sens contraire du tourbillon principal. La formation de cet anneau peut être expliquée dans un premier temps par analogie à l'écoulement qui se produit quand un jet de fluide est dirigé vers une paroi solide (fig. 5.1). À l'arrivée du fluide sur la paroi, celui-ci est redirigé dans toutes les directions, parallèles à la paroi. Dès que le fluide est redirigé, un gradient de

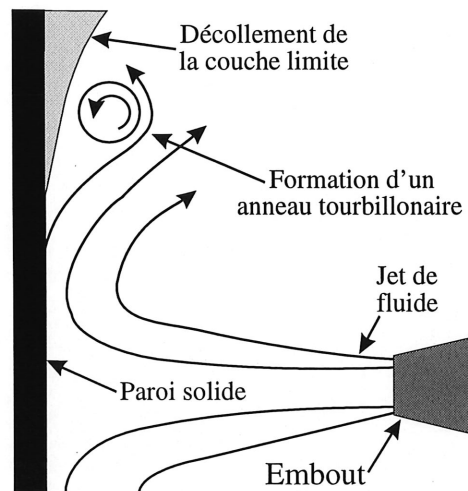
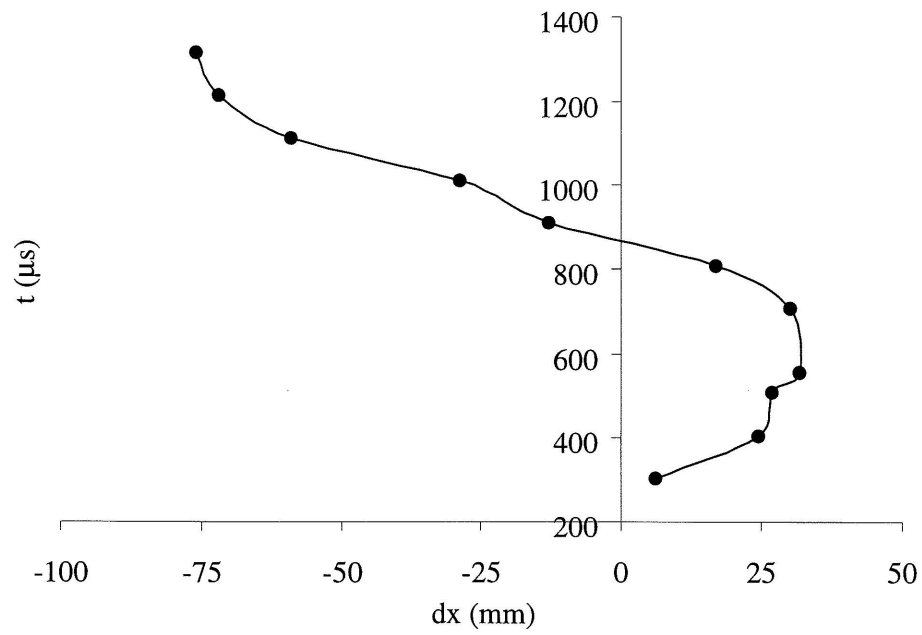


Figure 5.1: Formation d'un anneau tourbillonnaire par déflexion d'un jet de fluide.

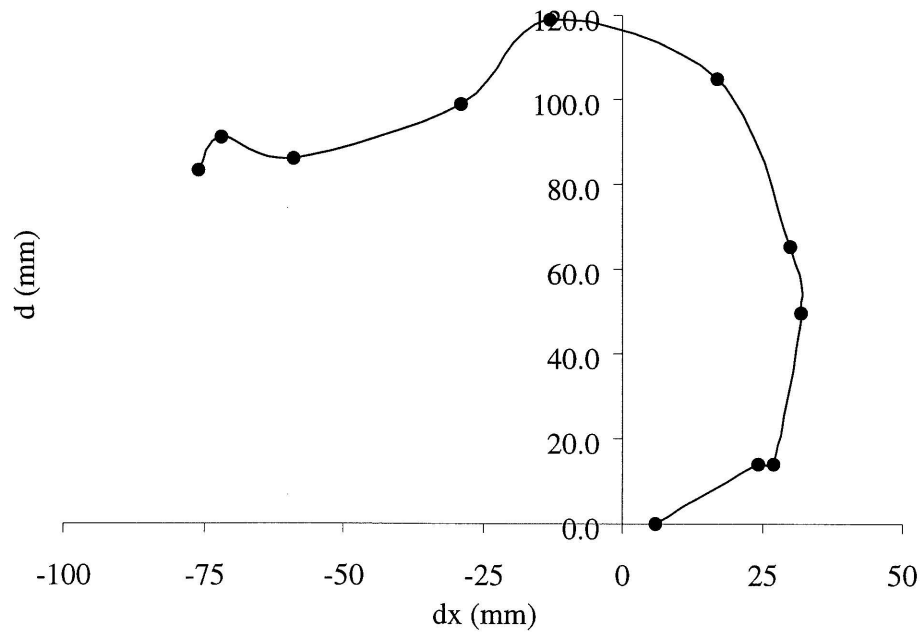
pression positif, à la surface de la paroi, tend à faire décoller la couche limite, ce qui provoque l'enroulement des lignes d'écoulement et forme un anneau tourbillonnaire dont le diamètre augmente rapidement. En revenant au cas de l'anneau, le front de l'écoulement (devant l'anneau) constitue une restriction et oblige l'écoulement circulant au centre de l'anneau à changer brusquement de direction, formant l'anneau secondaire.

Les graphiques de la propagation de l'anneau (fig. 4.17) montrent clairement que l'anneau secondaire, au moment où il est traversé par le primaire, est drastiquement ralenti en relation avec l'anneau primaire. Il est cependant difficile de tirer des conclusions sur le comportement d'un anneau par rapport à l'autre. En mesurant la position relative de l'anneau secondaire dans le référentiel de l'anneau primaire (l'origine étant au centre du primaire), on obtient les graphiques de la figure 5.2.

Ces graphiques montrent que la formation de l'anneau débute près du centre de l'anneau primaire. Pendant la phase de formation initiale, l'anneau secondaire avance le primaire significativement pour ensuite être projeté derrière par les vitesses induites à l'intérieur du système (fig. 4.15). Comme l'analogie du jet redirigé ne peut expliquer cette propagation initiale (car l'anneau formé par un tel mécanisme est immédiatement étiré latéralement), un autre mécanisme doit causer la naissance de



(a)



(b)

Figure 5.2: Propagation d'un anneau tourbillonnaire secondaire dans le référentiel de l'anneau primaire, ,  $M_s = 1.65$ : (a) temps vs position; (b) diamètre vs position.

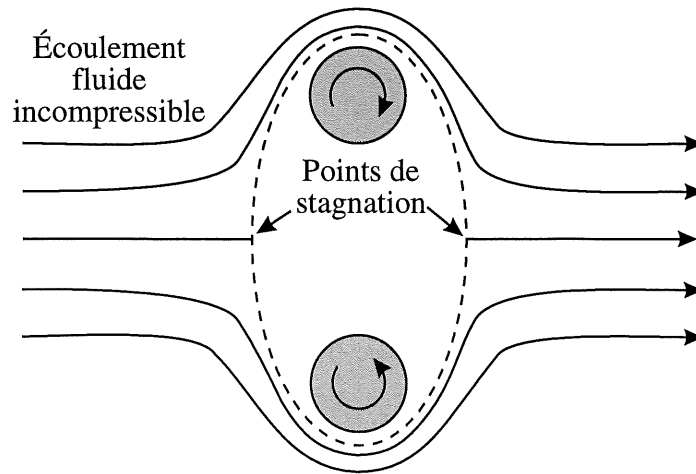


Figure 5.3: Écoulement autour d'un anneau tourbillonnaire incompressible.

l'anneau secondaire.

On peut identifier ce mécanisme en se rappelant qu'un anneau tourbillonnaire incompressible idéal se comporte comme un objet solide (fig. 5.3). Le fluide frappant l'anneau de front est dévié latéralement afin de faire place à l'anneau. Le fluide se referme ensuite sur lui-même, derrière l'anneau, délimitant la frontière entre les écoulements internes et externes avec les points de stagnation aval et amont. Comme l'intensité du choc formé à l'intérieur d'un anneau de type II augmente avec l'intensité de l'impulsion génératrice, une fois qu'on atteint  $M_s = 1.60$ , la perte de pression totale à travers le choc est telle que le point de stagnation frontal de l'écoulement externe se rapproche nécessairement du centre de l'anneau principal (fig. 5.4). Ce rapprochement oblige l'écoulement à changer brusquement de direction pour être ensuite projeté vers l'avant. Ce changement de direction favorise l'enroulement du fluide externe et produit l'anneau secondaire.

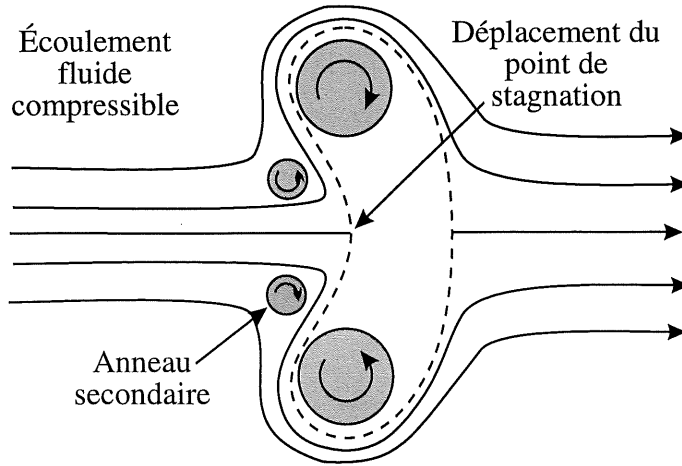


Figure 5.4: Phase de formation initiale d'un anneau tourbillonnaire secondaire.

## 5.2 Comparaison des trois régimes d'écoulements

### 5.2.1 Variation de l'impulsion initiale

Dans les graphiques qui suivent, toutes les données furent adimensionnalisées afin de permettre une comparaison directe entre les trois types d'écoulements mentionnés au chapitre précédent. Les dimensions géométriques sont toutes référencées au diamètre de l'embout utilisé. Le temps d'observation fut adimensionnalisé à l'aide du diamètre de l'embout  $D$  ainsi qu'une vitesse  $U$  caractéristique de l'amplitude de l'impulsion générée par le tube à choc. Dans le cas présent, cette vitesse représente le gain de vitesse que l'onde de choc incidente donne au fluide dans lequel elle se propage.

Les graphiques de la figure 5.5 comparent quantitativement la propagation des anneaux présents dans les trois régimes d'écoulements. Dans le cas du troisième régime, seul l'anneau principal (de type II) est considéré. Le graphique position-temps (fig. 5.5a) renferme aussi des données pour deux séries de résultats pour  $M_s = 1.20$  et  $M_s = 1.95$ . Les données ayant trait au diamètre de ces anneaux ne sont pas disponibles, car ces résultats furent obtenus à l'aide d'un capteur de pression placé dans l'écoulement. Les graphiques nous permettent de constater que, même si

les caractéristiques des écoulements sont radicalement différentes, les mécanismes de propagation sont similaires.

Sur la figure 5.5a, on voit que les écoulements générés par une impulsion plus importante semblent ralentir plus rapidement, une tendance qui est particulièrement visible pour  $M_s = 1.95$ . Les mécanismes de propagation des anneaux étant trop similaires près de la sortie du tube à choc, le graphique de la figure 5.6 montre en détail les caractéristiques de propagation des anneaux pour des distances éloignées. On constate que les anneaux formés de façon plus violentes sont ceux qui décélèrent le plus rapidement. Cette variation est causée, entre autres, par l'apparition d'une onde de choc dans les anneaux de type II qui dissipe graduellement l'énergie cinétique de l'anneau pendant sa course. La formation d'un anneau secondaire dans le troisième régime se veut aussi un mécanisme de dissipation d'énergie qui ralentit l'anneau primaire.

Le graphique des diamètres en fonction de la position (fig. 5.5b) montre une légère divergence des anneaux du troisième régime comparativement aux anneaux du premier et deuxième régimes, qui sont similaires. On doit cependant se rappeler que l'induction mutuelle entre l'anneau primaire et l'anneau secondaire, qui passe autour du primaire, mène à une expansion supplémentaire de l'anneau primaire (fig. 4.15).

### 5.2.2 Variation du nombre de Reynolds

La figure 5.7 montre les caractéristiques de propagation adimensionalisées d'anneaux tourbillonnaires produits par un embout de 12.7 mm. Une fois de plus, on constate que les mécanismes de propagation des anneaux des trois régimes sont très similaires entre eux. En comparant les caractéristiques adimensionnelles de propagation de ces anneaux à celles des anneaux produits avec un embout de 38 mm de diamètre, on ne peut observer aucune différence majeure (fig. 5.8). Cependant, on doit noter que cette réduction du diamètre de sortie ne contribue à varier le nombre de Reynolds que d'un facteur 3, ce qui pourrait être insuffisant pour identifier l'effet de ce paramètre. L'influence d'une variation de l'impulsion sur l'écoulement produit par



un embout de  $D = 38$  mm n'ayant été identifiée que pour des distances de propagation supérieures à  $x/D = 12$ , il est possible qu'une variation du nombre de Reynolds n'affecte l'écoulement de façon observable qu'à des distances du même ordre. Malheureusement, la faible taille des anneaux produits par un embout de  $D = 12.7$  mm rend la visualisation de l'écoulement très difficile à cette distance.

### 5.3 Instabilités circonférentielles

Pour vérifier la validité des développements analytiques pour des anneaux tourbillonnaires faiblement compressibles, les prédictions de Widnall & Sullivan (1973) sont comparées aux mesures expérimentales d'instabilités recueillies pour  $M_s = 1.31$  (fig. 4.26). Selon ces auteurs, la croissance initiale des instabilités s'effectue conformément à une loi exponentielle de la forme  $A_i \propto e^{\alpha t}$  où  $\alpha$  représente le taux de croissance. Leurs résultats montrent que, pour des anneaux minces ( $\frac{a}{R} \ll 1$  et donc  $n \gg 1$ ),

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha}{4\pi R^2} = \frac{3}{4} \left( \tilde{U} - \frac{1}{4} \right), \quad (5.1)$$

et

$$\tilde{U} = \frac{U_0}{4\pi R} = \ln \left( \frac{8R}{a} \right) - \frac{1}{4}, \quad (5.2)$$

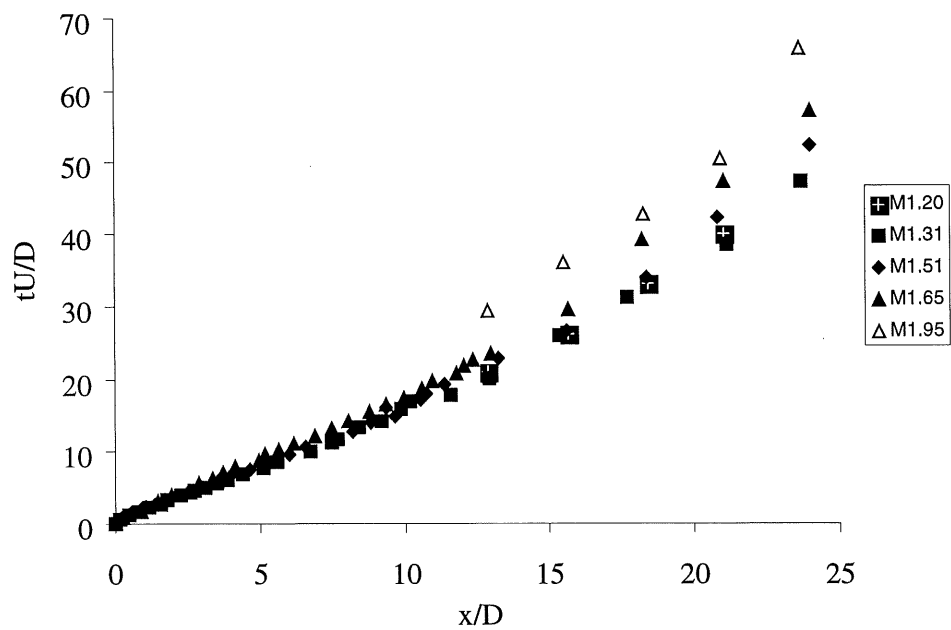
avec  $\bar{\alpha}$ ,  $\tilde{U}$  et  $a$  représentant le taux de croissance adimensionalisé des instabilités, la vitesse de propagation adimensionalisée de l'anneau et le rayon du noyau de vortacité uniforme respectivement. Le taux de croissance spatial adimensionalisé  $\alpha_x$  est alors défini par la relation

$$\alpha_x = \frac{\bar{\alpha}}{\tilde{U}} \quad (5.3)$$

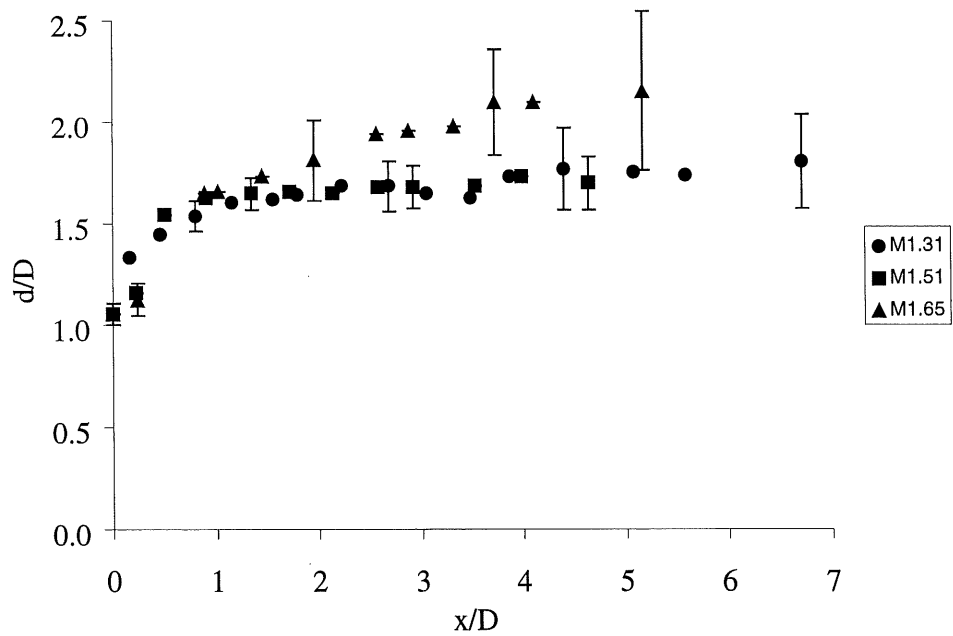
En considérant un anneau généré par une impulsion de  $M_s = 1.31$ , on obtient, en moyenne,  $n \approx 60$ . Pour un grand nombre d'instabilités, Widnall & Sullivan (1973) démontrent que  $\alpha_x \simeq \frac{3}{4}$ , mais ils admettent que ce résultat n'est pas particulièrement précis. En utilisant les équations précédentes, on peut démontrer que les résultats expérimentaux ( $M_s = 1.31$ ) mènent à  $\alpha_x = 0.71$ , ce qui est conforme à l'estimé précédent.

Afin de valider les développements théoriques, on doit se référer à la figure 5.9 qui représente l'amplitude adimensionalisée des instabilités en fonction de la position, pour  $M_s = 1.31$ . On peut constater que le taux de croissance théorique décrit relativement bien l'évolution initiale des instabilités jusqu'à  $x/D \approx 3.5$ . Au-delà de ce point, les instabilités seaturent et le taux de croissance devient beaucoup plus faible, tel qu'observé dans Widnall & Sullivan (1973).

On peut donc conclure que les résultats théoriques peuvent être appliqués au problème des anneaux tourbillonnaires faiblement compressibles autant qu'incompressibles. On peut déduire de cet énoncé que les anneaux tourbillonnaires faiblement compressibles pourraient être utilisés lors d'études expérimentales portant sur des régimes incompressibles, mais à nombres de Reynolds élevés.



(a)



(b)

Figure 5.5: Caractéristiques adimensionnalisées d'anneaux tourbillonnaires,  $D = 38$  mm: (a) temps vs position; (b) diamètre vs position.

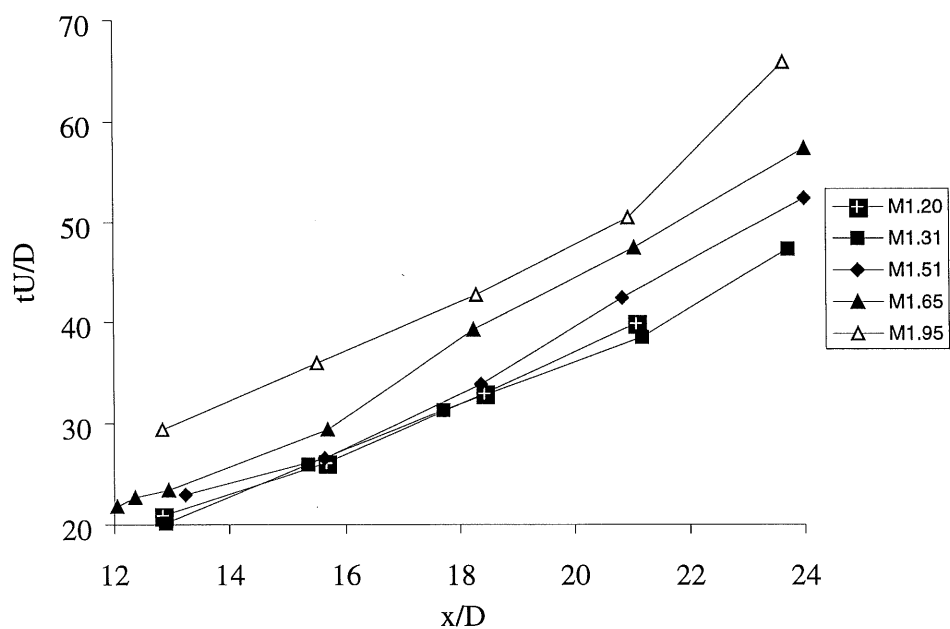


Figure 5.6: Diagramme position-temps adimensionalisé d'anneaux tourbillonnaires,  $D = 38$  mm.

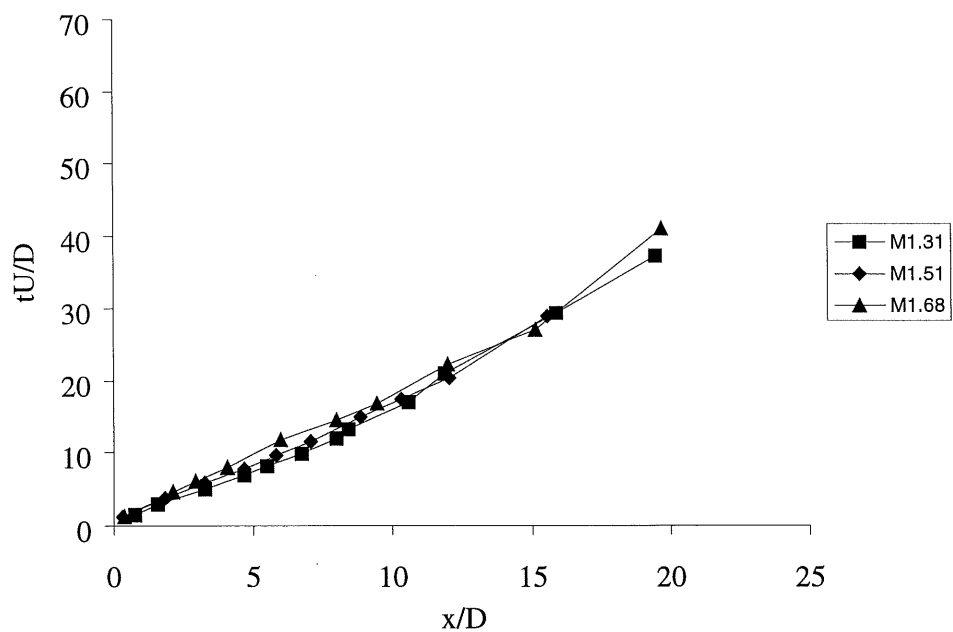


Figure 5.7: Diagramme position-temps adimensionalisé d'anneaux tourbillonnaires,  $D = 12.7$  mm.

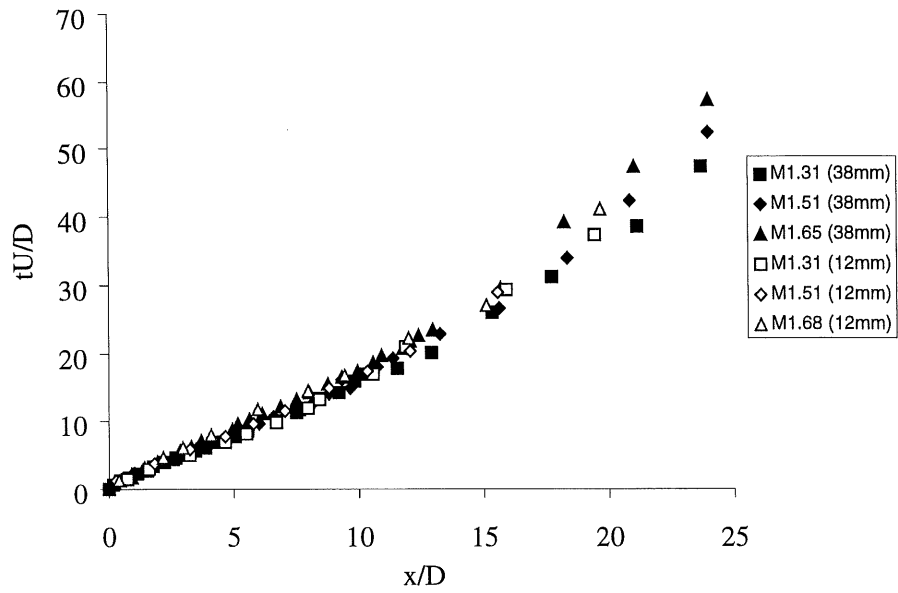


Figure 5.8: Diagramme position-temps adimensionalisé d'anneaux tourbillonnaires,  $D = 38$  mm et 12.7 mm.

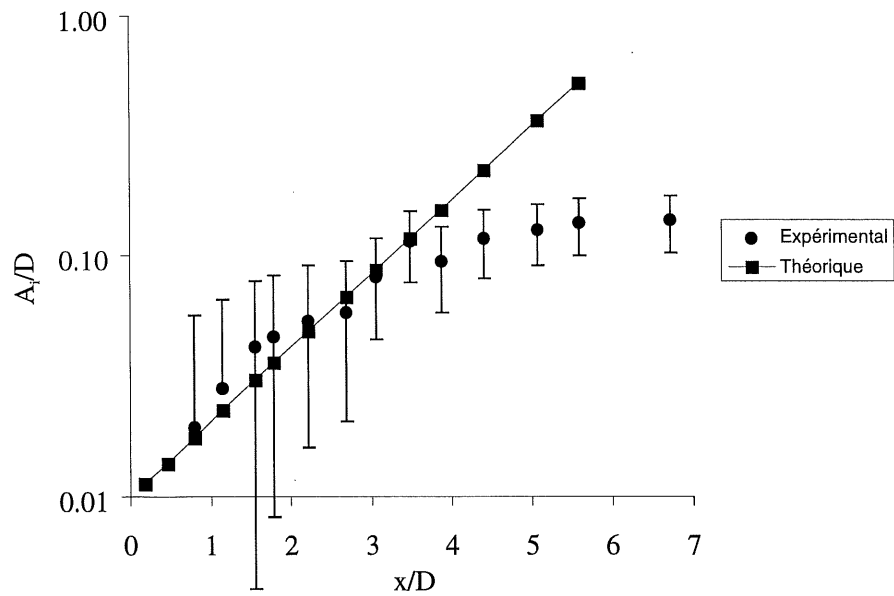


Figure 5.9: Graphique semi-logarithmique adimensionalisé de l'amplitude des instabilités ( $M_s = 1.31$ ,  $D = 38$  mm),  $\alpha_{x_{th}} = 0.71$ .

# Chapitre 6

## Conclusion

La compréhension des mécanismes physiques régissant le comportement de la turbulence compressible est primordiale. Une fois son comportement bien défini, il sera possible de concevoir des algorithmes de simulation basés sur les relations observées entre les comportements physiques de la turbulence compressible et les conditions expérimentales menant aux observations.

Dans ce mémoire, nous avons étudié les caractéristiques de propagation d'un anneau tourbillonnaire compressible, ce dernier étant considéré comme un constituant fondamental de la turbulence compressible. Il fut démontré que:

1. Quand la vitesse de l'onde de choc incidente se situe entre  $M_s = 1.0$  et  $M_s = 2.0$ , l'écoulement résultant de la diffraction de cette onde au bout du tube à choc peut être classé en trois régimes distincts:
  - (a) Le premier régime est caractérisé par la formation d'un anneau (de type I) au noyau étroit sur lequel on peut identifier des instabilités. Ces instabilités, dont le nombre est fonction de l'intensité du choc incident, se développent sur toute la circonférence de l'anneau de façon sinusoïdale à un angle d'environ  $45^\circ$  par rapport à la direction de propagation de l'anneau.

Pour de fortes impulsions de pression, le noyau devient turbulent dès sa formation et les instabilités ne sont plus visibles.

- (b) Le point  $M_s = 1.44$  marque le début du deuxième régime qui est caractérisé par l'apparition d'une onde de choc dans la région de recirculation de l'anneau généré (identifiant l'anneau de type II). À la formation de l'anneau, cette onde de choc est située à l'avant du plan de symétrie vertical de l'anneau et se rapproche du plan de symétrie au fur et à mesure que l'anneau se propage.
  - (c) Le processus de formation de l'anneau du troisième régime, débutant à  $M_s = 1.60$ , est qualitativement similaire à celui du deuxième régime tout en étant plus violent. Cependant, au bout d'un certain temps, l'écoulement présent devant l'anneau provoque la formation d'un anneau secondaire dont la rotation est en sens inverse de l'anneau principal. Suite à l'expansion de l'anneau secondaire et au passage de l'anneau principal à l'intérieur de celui-ci, le secondaire présente toutes les caractéristiques d'un anneau de type I, tandis que le principal demeure de type II.
2. La dépendance du processus de propagation sur l'intensité de l'onde de choc incidente est faible mais identifiable. L'effet est marqué pour des impulsions de  $M_s > 1.50$  où les graphiques de propagation adimensionalisés démontrent que les anneaux générés par un choc plus violent subissent une décélération légèrement plus importante.
  3. L'influence du nombre de Reynolds de l'anneau sur les mécanismes de propagation de ce dernier est inexistante ou tellement faible que la précision de l'équipement utilisé était inadéquate pour la mesurer.

Concernant ce dernier point, une étude plus poussée de l'effet du nombre de Reynolds serait bénéfique pour trancher la question de l'influence de ce dernier. Lors des expériences réalisées, il n'était possible de faire varier le diamètre de l'anneau (donc le nombre de Reynolds) que d'un facteur 3 pour une intensité d'impulsion donnée. Il est possible que l'effet de ce paramètre soit important et mesurable, mais sur une plage de nombre de Reynolds beaucoup plus large que celle étudiée.

Enfin, ces travaux ont mis en évidence l'influence des caractéristiques du tube à choc sur les résultats présentés. Il est maintenant clair que le mécanisme de formation et de propagation de l'anneau n'est pas seulement fonction de l'amplitude de l'impulsion de pression mais aussi de l'évolution de la pression suite au passage du front initial. Cette impulsion devrait idéalement prendre la forme d'une fonction Delta, la pression revenant immédiatement à des conditions atmosphériques suite au passage de l'impulsion. Bien que, dans le cadre de ces travaux, certaines modifications apportées au tube à choc aient permises d'améliorer la qualité des anneaux produits, l'influence de l'historique de la pression au bout du tube demeure très importante. On peut donc supposer que la découverte d'une méthode pour éliminer cet effet affectera substantiellement le mécanisme de propagation des anneaux.



# Bibliographie

- Baird J. P. (1987) Supersonic vortex rings, *Proc. R. Soc. Lond. A* **409**, pp. 59–65.
- Barsony-Nagy A., Er-El J. et Yungster S. (1987) Compressible flow past a contour and stationary vortices, *J. Fluid Mech.* **178**, pp. 367–378.
- Bowersox R. D. W. et Schetz J. A. (1994) Compressible turbulence measurements in a high-speed high-Reynolds-number mixing layer, *AIAA J.* **32**, pp. 758–764.
- Brouillette M., Tardif J. et Gauthier E. (1995) Experimental study of shock-generated vortex rings, In: *Shock Waves@Marseille IV*, R Brun & LZ Dumitrescu, editors, pp. 361–366.
- Brown S. N. (1965) The compressible invicid leading-edge vortex, *J. Fluid Mech.* **22**, pp. 17–32.
- Fohl T. et Turner J. S. (1975) Colliding vortex rings, *Phys. Fluids* **18**, pp. 433–436.
- Heister S. D., McDonough J. M., Karagozian A. R. et Jenkins D. W. (1990) The compressible vortex pair, *J. Fluid Mech.* **220**, pp. 339–354.
- Kovaszny L. S. G. (1953) Turbulence in supersonic flow, *J. Aero. Sciences* **20**, pp. 657–674, 682.
- Krutzsch C. H. (1939) Über eine experimentell beobachtete Erscheinung an Werbelringen bei ihrer translatorischen Bewegung in Werklechin, Flüssigkeiten, *Ann. Phys.* **5**, pp. 497–523.

- Laufer J. (1969) Thoughts on compressible turbulent boundary layers, *NASA SP216*.
- Mack L. M. (1960) The compressible viscous heat-conducting vortex, *J. Fluid Mech.* **8**, pp. 284–292.
- Maxworthy T. (1972) The structure and stability of vortex rings, *J. Fluid Mech.* **51-1**, pp. 15–32.
- Maxworthy T. (1977) Some experimental studies of vortex rings, *J. Fluid Mech.* **81-3**, pp. 465–495.
- Moore D. W. (1985) The effect of compressibility on the speed of propagation of a vortex ring, *Proc. R. Soc. Lond. A* **397**, pp. 87–97.
- Moore D. W. et Pullin D. I. (1987) The compressible vortex pair, *J. Fluid Mech.* **185**, pp. 171–204.
- Phan K. C. et Stollery J. L. (1983) The effect of suppressors and muzzle brakes on shock wave strength, *Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Symposium on Shock Waves*, Sydney, pp. 519–526.
- Sturtevant B. (1983) Shock waves in nonuniform media: real-life gasdynamics, dans: *Shock tube and shock wave research*, Seattle: University of Washington, pp. 12–23.
- Taylor G. I. (1953) Formation of a vortex ring by giving an impulse to a circular disk and then dissolving it away, *J. Appl. Phys.* **24**, p. 104.
- Widnall S. E. et Sullivan J. P. (1973) On the stability of vortex rings, *Proc. R. Soc. Lond. A* **332**, pp. 335–353.
- Widnall S. E., Bliss D. B. et Tsai C. (1974) The instability of short waves on a vortex ring, *J. Fluid Mech.* **66**, pp. 35–47.

## Annexe A

# Fonction de contrôle de l'acquisition de données

La carte d'acquisition de données Bakker BE493 est contrôlée par son propre logiciel de commande ainsi que MATLAB. Le contrôle de haut-niveau s'effectue uniquement avec MATLAB, ce dernier se chargeant des échanges bas-niveaux avec l'ordinateur et la carte même.

Pour fonctionner adéquatement, les logiciels MATLAB ainsi que TEAM490, qui est fourni avec la carte d'acquisition, doivent être en marche. La fonction est alors lancée par la commande: `stscope( TrigLevel, Temperature )` où `TrigLevel` représente le niveau du signal, en psi, où l'acquisition est déclenchée, et `Temperature` est la température ambiante du laboratoire. Le code source qui suit fût celui utilisé pendant toutes les expériences dont il est question dans de mémoire.

```
function stscope(TrigLevel,Temperature)  
% function inputs: TrigLevel:    trigger level (psi)  
%                  Temperature:  ambient temp (deg C)  
  
% set compact output format for command window
```

```
format compact;
```

```
% if the temperature isn't specified, assume it's 22.5 deg C
```

```
if (nargin < 2)
```

```
    Temperature = 22.5;
```

```
end;
```

```
% if the trigger level isn't specified, assume it's 5 psi
```

```
if (nargin < 1)
```

```
    TrigLevel = 5;
```

```
end;
```

```
% build internal variables
```

```
c = sqrt((Temperature + 273) * 1.4 * 287);    % speed of sound in air (m/s)
```

```
TrigLevel = TrigLevel/1000;                % trigger level (mV)
```

```
% build variables based on the BE493 configuration file
```

```
dt = 2.5E-6;                               % sampling period (s)
```

```
TubeLength = 0.4;                          % transducer spacing (m)
```

```
NozzleLength = 0.268;                     % nozzle length (m)
```

```
%—— main program ——
```

```
% initiate DDE link
```

```
% the TEAM490 software must already be running
```

```
BE493link = ddeinit('TEAM490','1')
```

```
% load the STScope configuration file
```

```
loadset = ddeexec(BE493link, '[LoadSettings"c:\prg\team490\stscope2.set"]')
```

```
% open window and wait for user to maximise it
```

```
figure(1);
```

```

clf;
ginput(1);

% open graphs
ahSpeed = subplot(3,1,1);    % speed display
axis('off');
ahZoom = subplot(3,1,2);    % zoomed trace display
ahRaw = subplot(3,1,3);    % raw data display

% main loop
while 1

    % arm the card
    arm = ddeexec(BE493link, '[start]')

    % wait for processing to end and for board to return to normal
    armstat = ddereq(BE493link, 'status')
    while (armstat ~= 0)
        armstat = ddereq(BE493link, 'status');
    end

    % export data to hard disk
    abort = ddeexec(BE493link, '[stop]');
    export = ddeexec(BE493link,
        '[export/C1-2/N"c:\dat\exp\stscope\ch1.txt",...
        "c:\dat\exp\stscope\ch2.txt"/F"ASCII"]')

    % load data from hard disk for processing
    load c:\dat\exp\stscope\ch1.txt;
    load c:\dat\exp\stscope\ch2.txt;

    % make time indexes for graphs

```

```

Maxt = dt * (length(ch1) - 1);
t = 0 : dt : Maxt;

% get DC signal levels of both channels
DC1 = mean(ch1(1 : 20))
DC2 = mean(ch2(1 : 20))

% find first shock position
NoShock1 = 1;
Shock1 = 0;
while NoShock1 & (Shock1 < length(ch1))
    Shock1 = Shock1 + 1;
    NoShock1 = (ch1(Shock1) < (TrigLevel + DC1));
end

% find second shock position
NoShock2 = 1;
Shock2 = Shock1;
while NoShock2 & (Shock2 < length(ch2))
    Shock2 = Shock2 + 1;
    NoShock2 = (ch2(Shock2) < (TrigLevel + DC2));
end

% compute numerical data

% travel time between both pressure transducers
TravelTime = dt * (Shock2 - Shock1)      % (us)

% shock velocity
ShockSpeed = TubeLength/TravelTime      % (m/s)

% shock mach number
Mach = ShockSpeed/c                      % (Mach)

```

% shock exit time from second transducer to nozzle

$ExitTime = NozzleLength / ShockSpeed$  % (us)

% position graph lines

$S1 = [Shock1 \ Shock1] \cdot dt$ ;

% shock 1

$S2 = [Shock2 \ Shock2] \cdot dt$ ;

% shock 2

$Ex = [dt \cdot Shock2 + ExitTime \ dt \cdot Shock2 + ExitTime]$ ;

% exit time

$Y = [-100 \ 100]$ ;

% dummy Y coords

% get horizontal graph bounds (zoomed trace)

$Mintz = t(Shock1) - 20E-6$ ;

**if** ( $Mintz < 0$ )

$Mintz = 0$ ;

**end**

$Maxtz = 2 \cdot t(Shock2) - t(Shock1)$ ;

**if** ( $Maxtz > Maxt$ )

$Maxtz = Maxt$ ;

**end**

$Mins = \text{fix}(Mintz/dt) + 1$ ;

$Maxs = \text{fix}(Maxtz/dt) + 1$ ;

% find vertical graph limits

$MaxData = 1.1 \cdot \text{abs}(\text{max}(\text{max}([ch1(Mins : Maxs)ch2(Mins : Maxs)])))$ ;

$MinData = -1.1 \cdot \text{abs}(\text{min}(\text{min}([ch1(Mins : Maxs)ch2(Mins : Maxs)])))$ ;

% reset screen

**clf**;

% draw numerical data

```

subplot(3,1,1);
axis('off');

% travel time
text('Position',[0,1],...
    'String',num2str(TravelTime * 1E6,4),...
    'FontSize',45,...
    'FontWeight','bold',...
    'HorizontalAlignment','left',...
    'VerticalAlignment','cap');

% exit time
text('Position',[0,0],...
    'String',num2str(ExitTime * 1E6,4),...
    'FontSize',45,...
    'FontWeight','bold',...
    'HorizontalAlignment','left',...
    'VerticalAlignment','baseline');

% mach number
text('Position',[1,0.5],...
    'String',num2str(Mach,3),...
    'FontSize',120,...
    'FontWeight','bold',...
    'HorizontalAlignment','right',...
    'VerticalAlignment','middle');

% plot zoomed data
subplot(3,1,2);
plot(t,ch1,t,ch2);
axis([Mintz Maxtz MinData MaxData]);
line(S1,Y);
line(S2,Y);

```



```

line( $Ex$ ,  $Y$ ) ;
grid on;

% plot raw data
subplot(3, 1, 3) ;
plot( $t$ ,  $ch1$ ,  $t$ ,  $ch2$ ) ;
axis([0  $Maxt$   $MinData$   $MaxData$ ] ) ;
grid on ;

drawnow ;

end ;

```

— Fin du code source —